

Иванов В.С.
Золотаревский Ю.М.
Котюк А.Ф.
Либерман А.А. и др.

Основы оптической радиометрии



МОСКВА
ФИЗМАТЛИТ ®

УДК 535.24
ББК 22.343+32.86-5
О 75

Авторский коллектив:

В. С. Иванов, Ю. М. Золотаревский, А. Ф. Котюк, А. А. Либерман, В. И. Саприцкий,
Р. И. Столяревская, М. В. Улановский, В. Ф. Чупраков

Основы оптической радиометрии / Под ред. проф. А.Ф. Котюка. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. — 544 с. — ISBN 5-9221-0427-6.

Рассмотрены основы радиометрии некогерентного и когерентного оптического излучения как области измерений. Наряду с основными положениями метрологии описаны методы и средства измерений величин, характеризующих процессы распространения оптического излучения в пространстве, а также в различных материалах и веществах. Особое внимание уделено таким распространенным видам измерений, как спектрорадиометрия, фотометрия, спектрофотометрия, цветовые и поляризационные измерения, измерения излучательных параметров и характеристик лазерного излучения.

Для специалистов в области метрологии и измерительной техники, занимающихся оптическими измерениями, а также для преподавателей и студентов соответствующих специальностей в технических вузах.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Список сокращений	7
Введение	9

Часть I. Основные понятия, термины, определения

Глава 1. Метрология и измерение	16
1.1. Метрология	16
1.2. Измерение	24
Глава 2. Оптическая радиометрия как область измерений	41
2.1. Оптическое излучение как источник и переносчик измерительной информации	41
2.2. Оптоэлектрическое измерительное преобразование	44
2.3. Измеряемые величины и принятые обозначения	47

Часть II. Элементная база оптической радиометрии

Глава 3. Оптические преобразователи	52
3.1. Преобразователи пространственных (геометрических) параметров оптического излучения	54
3.2. Преобразователи временных параметров оптического излучения	57
3.3. Пассивные преобразователи интенсивности оптического излучения — оптические делители и ослабители	57
3.4. Преобразователи спектральных характеристик и параметров	61
3.5. Преобразователи поляризационных характеристик и параметров	66
Глава 4. Оптоэлектрические измерительные преобразователи (ОЭИП)	68
4.1. Общие сведения	68
4.2. Тепловые ОЭИП	72
4.3. Фотонные ОЭИП	85
4.4. Специализированные ОЭИП для первичных эталонов	95
Глава 5. Электрооптические преобразователи	104
5.1. Модель черного тела как электрооптический измерительный преобразователь	105
5.2. Измерительные лампы как эталонные электрооптические измерительные преобразователи	120

Часть III. Типовые технические средства оптической радиометрии

Глава 6. Фотометрические головки и фотоэлектрические фотометры	139
6.1. Общие сведения	139
6.2. Методика, установка и результаты измерений спектральных характеристик кремниевых фотодиодов как ОЭИП фотометрических головок	142
6.3. Методики, установки и результаты измерений линейности характеристики преобразования и зонной характеристики кремниевых фотодиодов как ОЭИП фотометрических головок	147
6.4. Технология изготовления и результаты исследований жидкостных корректирующих фильтров как оптических преобразователей для фотометрических головок	149
6.5. Прецизионная фотометрическая головка	151
6.6. Фотоэлектрические фотометры как рабочие средства измерений	153
Глава 7. Радиометрические головки и оптические радиометры . . .	157
7.1. Абсолютные радиометры	157
7.2. Лазерные ваттметры и джоульметры	165
Глава 8. Типовые спектральные приборы	182
8.1. Классификация спектральных приборов	182
8.2. Монохроматор как основа спектрального прибора	186
8.3. Промышленные спектрометры	193

Часть IV. Обеспечение единства измерений радиометрических и фотометрических величин, характеризующих некогерентное оптическое излучение

Глава 9. Воспроизведение единиц и эталонных шкал радиометрических величин и передача их размеров в России	198
9.1. Основы российской системы обеспечения единства измерений	198
9.2. Воспроизведение и передача вторичным эталонам спектрорадиометрических шкал и единиц	202
9.3. Воспроизведение спектрорадиометрических единиц и шкал и передача их размеров в УФ диапазоне спектра	207
Глава 10. Технические измерения фотометрических величин	212
10.1. Фотометрия в светотехнике	212
10.2. Методики выполнения измерений и обработки их результатов с оценками неопределенности	213
Глава 11. Воспроизведение единиц и эталонных шкал фотометрических величин и передача их размеров в России	220
11.1. Методы исследований метрологических характеристик фотометров и/или радиометров	220

11.2. Воспроизведение фотометрических шкал и единиц и передача их размеров вторичным эталонам	231
11.3. Сверхяркие светоизлучающие диоды — эталонные электрооптические измерительные преобразователи в фотометрии квазимонохроматического излучения	241

Часть V. Измерения оптических характеристик тел, материалов, сред, веществ

Глава 12. Основы спектрофотометрии	249
12.1. Общие соотношения и основные сведения	250
12.2. Методики выполнения измерений	257
12.3. Измерительная аппаратура	259
12.4. Типовые спектрофотометры	270
12.5. Методы и средства абсолютной рефлектометрии	274
12.6. Комментарии и выводы	295
12.7. Российская система обеспечения единства измерений коэффициентов пропускания и отражения	297
Глава 13. Измерения показателя преломления	309
13.1. Физические основы рефрактометрии	310
13.2. Конструкции и принципы работы рефрактометров	313
13.3. Поверка рефрактометров	322
13.4. Установка для поверки твердых и жидких прозрачных мер показателя преломления	327
Глава 14. Цвет и его измерение	331
14.1. Основы восприятия цвета	331
14.2. Основы цветовых измерений	337
14.3. Технические цветовые измерения	355
14.4. Эталонные измерения цвета	365
Глава 15. Поляризационные измерения	375
15.1. Основные понятия, термины и определения	375
15.2. Поляризационные эффекты в элементах оптической системы	380
15.3. Технические поляризационные измерения	389
15.4. Обеспечение единства поляризационных измерений	401

Часть VI. Измерения параметров и характеристик лазерного излучения

Глава 16. Основные положения лазерометрии	407
16.1. Лазер как объект измерений	407
16.2. Лазерометрия как вид оптической радиометрии	408

Глава 17. Воспроизведение единиц мощности и энергии и передача их размеров в российской системе обеспечения единства измерений	413
17.1. Основы измерений энергетических параметров лазерного излучения	413
17.2. Государственная поверочная схема для средств измерений мощности и энергии лазерного излучения и Государственный первичный эталон	417
17.3. Рабочий эталон единицы мощности непрерывного лазерного излучения .	418
17.4. Рабочий эталон единицы энергии короткоимпульсного лазерного излучения	432
17.5. Методика и пример выполнения эталонных измерений и обработки их результатов с оценкой неопределенности	445
17.6. Методика выполнения измерений серийными рабочими средствами измерений мощности и энергии лазерного излучения	449
Глава 18. Измерения пространственно-энергетических параметров и характеристик лазерного излучения	455
18.1. Основы измерений	455
18.2. Серийные рабочие средства измерений пространственно-энергетических параметров и характеристик лазерного излучения	470
18.3. Сравнительные исследования точности стандартизованных способов измерений серийными рабочими средствами измерений	476
18.4. Обеспечение единства измерений пространственно-энергетических параметров и характеристик лазерного излучения	482
Глава 19. Измерения спектральных параметров и характеристик лазерного излучения	494
19.1. Общие сведения	494
19.2. Термины и определения	496
19.3. Принцип предварительных измерений дифракционным спектрометром .	497
19.4. Принцип измерений спектральной плотности мощности (энергии) лазерного излучения спектрометром с высокой разрешающей способностью . .	502
19.5. Методика и аппаратура измерений длины волны лазерного излучения . .	507
19.6. Обеспечение единства измерений спектральных параметров лазерного излучения	527
Глава 20. Измерения степеней пространственной и временной когерентности лазерного излучения	530
20.1. Основные понятия, термины и определения	530
20.2. Рабочие средства измерений параметров пространственной и временной когерентности	533
Список литературы	536

Список сокращений

АР — абсолютный радиометр
АСХ — абсолютная спектральная характеристика
АЦП — аналого-цифровой преобразователь
АЧТ — абсолютно черное тело
ВМЧТ — высокотемпературная модель черного тела
ВОД — волоконно-оптический датчик
ВЭ — вторичный эталон
ГИ — Государственные испытания
ГЛ — газовый лазер
ГПЭ — Государственный первичный эталон
ГСЭ — Государственный специальный эталон
ЖК — жидкокристаллический
ЗХ — зонная характеристика
ИГ — измерительная головка
ИИС — информационно-измерительная система
ИИТ — информационно-измерительная техника
ИК — инфракрасный
ИП — измерительный преобразователь
ИС — интегрирующая сфера
ИФП — интерферометр Фабри–Перо
КАР — криогенный абсолютный радиометр
КВ — квантовый выход
ЛФД — лавинный фотодиод
МВИ — методика выполнения измерений
МКП — микроканальная пластина
МТШ — Международная температурная шкала
МЧТ — модель черного тела
НСП — неисключенная систематическая погрешность
ОЕИ — обеспечение единства измерений
ОИП — оптический измерительный преобразователь
ОП — оптический преобразователь
ОРПЭ — относительное распределение плотности энергии
ОСХ — относительная спектральная характеристика
ОЭИП — оптоэлектрический измерительный преобразователь
ПЗС — прибор с зарядовой связью
ПИП — первичный измерительный преобразователь
ППЛ — полупроводниковый лазер
ПФГ — прецизионная фотометрическая головка
РГ — радиометрическая головка
РСИ — рабочее средство измерений
РЭ — рабочий эталон, разрядный эталон
РЭМ — рабочий эталон единицы мощности

РЭЭ — рабочий эталон единицы энергии
СИ — средство измерений
СИД — светоизлучающий диод
СКО — среднее квадратическое отклонение
СКП — средняя квадратическая погрешность
СПСИ — спектральная плотность силы излучения
СПЭО — спектральная плотность энергетической освещенности
СПЭЯ — спектральная плотность энергетической яркости
СХ — спектральная характеристика
ТТЛ — твердотельный лазер
УФ — ультрафиолетовый
ФГ — фотометрическая головка
ФД — фотодиод
ФМЦ — фотометрический цилиндр
ФП — фотоприемник
ФР — фоторезистор
ФЭ — фотоэлемент
ФЭУ — фотоэлектронный умножитель
ЧТ — черное тело
ЭДС — электродвижущая сила
ЭОИП — электрооптический измерительный преобразователь
ЭОП — электронно-оптический преобразователь
FWHM — Full Width at Half Maximum — ширина линии на половине максимума интенсивности
NEP — Noise Equivalent Power — шумовая эквивалентная мощность
SiФД — кремниевый фотодиод

Сокращенные названия организаций и учреждений

ВНИИМ — Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д.И. Менделеева
ВНИИСИ — Всероссийский научно-исследовательский светотехнический институт
ВНИИОФИ — Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений
ИСО — Международная организация по стандартизации
МБМВ — Международное бюро мер и весов
МКМВ — Международный комитет мер и весов
МКО — Международная комиссия по освещению
МОЗМ — Международная организация законодательной метрологии
НИСТ (NIST) — Национальный Институт Стандартов и Технологий (США)
НФЛ (NPL) — Национальная Физическая Лаборатория (Великобритания)
РТВ — Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Физико-технический институт, Германия)

Введение

Оптическая радиометрия является одной из областей измерений, получившей широкое распространение в технических средствах и системах измерений оптического неразрушающего контроля, диагностики, распознавания образов. Оптическая радиометрия играет лидирующую роль практически во всех критических технологиях федерального уровня на ближайшее 20-летие наступившего века, таких, как информационные технологии и электроника, производственные технологии, новые материалы и химические продукты, технологии живых систем, транспорт, топливо и энергетика (особенно атомная), экология и рациональное природопользование (в том числе аэрокосмическое дистанционное зондирование земной поверхности). Это объясняется тем, что устройства восприятия, преобразования, передачи и регистрации оптических величин и сигналов обладают рядом достоинств, выгодно отличающих их от аналогичных систем, в которых носителями информации служат величины и сигналы другой физической природы.

К числу упомянутых достоинств оптической радиометрии в первую очередь относятся:

- отсутствие контакта с изучаемым объектом;
- высокий уровень защищенности устройств от воздействия электромагнитных полей и помех, интенсивность которых значительно возросла в последние десятилетия XX-го века;
- высокая разрешающая способность, позволяющая изучать объекты с размерами порядка нанометров и менее;
- рекордное быстродействие, необходимое при исследованиях быстротекающих процессов с длительностями до единиц фемтосекунд (10^{-15} с);
- безопасность работы для обслуживающего персонала, в отличие от устройств, в которых носителем информации служит жесткое ультрафиолетовое и более коротковолновое излучение.

В связи с этим сегодня трудно представить сферу человеческой деятельности, в которой не нашли бы применения процессы восприятия, преобразования, обработки, регистрации и отображения **оптической информации**, характеризующей интересующие пользователя свойства исследуемого объекта. В подтверждение сказанному в табл. В.1 приведен далеко не полный перечень применений, которые получила оптическая радиометрия в различных отраслях промышленности, направлениях научных исследований, в военной технике, при изучении природных ресурсов, в метеорологии, геологии, экологии, медицине и пр.

Оптическая радиометрия принадлежит к числу точных научно-технических дисциплин и базируется на таких фундаментальных науках, как оптика и метрология. Поэтому настоящая книга состоит из нескольких связанных друг с другом частей, каждая из которых посвящена изложению необходимых для понимания материала основных положений оптики и метрологии

и содержит несколько глав со сведениями о видах и подвидах измерений, охватываемых оптической радиометрией.

Первая часть книги посвящена изложению основополагающих представлений о законах, физических эффектах и явлениях, присущих электромагнитному излучению и используемых в оптической радиометрии, а также об основных принципах обеспечения единства измерений.

Таблица В.1

Отрасль промышленности, направление научных исследований	Объекты и процессы ИИТ на основе методов и средств оптической радиометрии
1	2
Электронная промышленность	— изучение тонких пленок, изоляционных материалов, фазовых переходов в жидких кристаллах и процессов их очищения; — контроль включений в интегральных схемах и разработка масок при их производстве; — измерения концентрации примесей в полупроводниках и их дозирование; — производство цветных кинескопов и телевизоров, люминесцентных диодов, знаковсинтезирующих индикаторов.
Металлургическая промышленность	— изучение комплекса физических и химических явлений в материалах; — исследования и контроль коррозии; — термическая обработка металлов; — входной контроль сырья; — структурный анализ металлов; — изучение переходных металлов; — дистанционное измерение температуры протекания различных металлургических процессов (плавки, затвердевания расплавов, химико-термической обработки металлов, легирования, получения металлов с заданными физико-химическими свойствами и др.); — использование различных датчиков дистанционного контроля параметров в автоматизированных системах управления технологическими процессами (АСУТП).
Машиностроение	— синтез сплавов с заданными свойствами; — контроль смазочных масел для диагностики состояния двигателя; — управление роботами и другими системами автоматизации технологических процессов; — изучение профилей в аэродинамических туннелях (трубах); — бесконтактные измерения размеров; — управление технологическими процессами; — оптический неразрушающий контроль при изготовлении, сборке и испытаниях машиностроительной продукции; — лазерная технология обработки металлов и неметаллических материалов; — стыковка космических аппаратов.
Контроль качества	— тонкие слои и интерфейсы; — полимеры; — пестицидные удобрения; — катализаторы;

1	2
	— взрывающие порошки; — пищевые продукты (по белизне и цвету); — автомобильные, авиационные и железнодорожные световые и цветковые приборы; — дорожные знаки, указатели, аэродромные огни, светофоры и т. п.; — искусственные кожи, нетканые материалы; — сельскохозяйственное сырье; — типографские краски; — изделия полиграфии; — белизна бумаги;
Химическая и нефтехимическая промышленность	— изучение процессов полимеризации, гидратации, дегидратации, стабильности масел, антикоррозионных и воспламеняющихся веществ, катализаторов и поверхностных химических реакций, систем реактивов, — примесей, биокolleкторов, побочных продуктов реакций, — антител и антигенов; — производство лаков и красителей, пластмасс, химреактивов и их растворов, химических волокон, пигментов; — химический анализ газов, органических соединений и пр.; — изучение термопластиков, композитных материалов, синтетических волокон и пластмассовых пленок, красок, лаков, резин и пр.; — технологический контроль фотопленки в процессе ее производства; — качество нефтепродуктов (топлива, смазочных масел, парафинов и пр.).
Фармацевтическая и медицинская промышленность, биотехнологии	— контроль медикаментов; — проведение клинических анализов; — проведение клинической диагностики и иммунологического тестирования; — проведение медицинской диагностики; — использование методов и средств офтальмологии, лазерной дозиметрии, терапии, хирургии, дозиметрии ультрафиолетового, эритемного и бактерицидного излучения; — контроль параметров лазерной аппаратуры медицинского назначения (лазерные терапевтические аппараты, лазерные скальпели — коагуляторы, эксимерные лазеры для глазной коррекции и т. д.).
Пищевая промышленность	— изучение упаковки для пищевых продуктов и ее влияния на их загрязнение; — изучение красителей, консервантов; — определение токсичных микроэлементов и элементов в корме для скота и в сырье, идущем на его изготовление; — обнаружение заболеваний сельскохозяйственных культур.
Ядерная промышленность	— изучение замедлителей старения стекла для хранения радиоактивных веществ; — анализ сырья, примесей в уране и плутонии, вод охлаждения; — контроль коррозии металлических частей реактора и его окружения; — санитарная защита и защита окружающей среды.

1	2
Строительство	— изучение бетона, цемента и др. строительных материалов; — элементный анализ цементов и сырья, идущего на его изготовление; — анализ дефектов в стекле и др. прозрачных стройматериалах; — изучение термоизоляции конструкций и изделий.
Охрана окружающей среды	— определение органических загрязняющих веществ в воздухе и в воде; — определение концентраций полезных и токсичных веществ в естественных и сбрасываемых водах; — обнаружение лесных пожаров и наведение противопожарных ракет; — обнаружение и предотвращение загрязнений воздуха.
Природные ресурсы, метеорология, геология	— изучение минералов; — геохимическая разведка полезных ископаемых; — молекулярный анализ кристаллов, нефтяных фракций, редкоземельных элементов; — дистанционное зондирование земной поверхности и оценка природных ресурсов (сельское хозяйство, метеорология, картография, океанография); — экологический мониторинг приземных слоев атмосферы; — обработка изображений в сейсмографии при поисках нефти в земле и в море.
Военная техника	— обнаружение целей, слежение за ними, измерение дальности; — использование систем самонаведения боевых элементов и боеприпасов; — управление огнем; — разведка и наблюдение; — прицельная стрельба; — противодействие инфракрасным системам; — лазерная локация и лазерное оружие.
Научные исследования	— обнаружение спутников; — космическая навигация и управление космическими полетами с Земли; — ориентация приборов; — космическая связь; — датчики горизонта; — исследования оптической структуры горизонта; — исследования температуры Луны, планет, звезд; — определение природы поверхности Луны и планет; — дистанционное определение метеорологических условий; — исследования переноса тепла в растениях; — исследования теплового баланса Земли; — определение состава атмосферы Земли и других планет; — обнаружение следов жизни на других планетах; — контроль состава воздуха в космических кораблях; — измерения магнитных полей; — разведка ресурсов земных недр; — исследования течений в морях и океанах; — обнаружение лесных пожаров со спутников; — изучение вулканов;

1	2
	— обнаружение и исследование загрязнений воды; — обнаружение расселин в ледниках; — ледовая разведка; — разведка нефти; — определение толщины эпитаксиальных пленок; — идентификация драгоценных камней; — анализ качества воды; — обнаружение заболеваний сельскохозяйственных культур; — раскрытие механизма связи между животными; — изучение ночной жизни животных; — освещение ландшафта для ночной фотографии; — исследование деформаций поверхностей диффузно отражающих объектов; — определение пространственных координат и полей скоростей частиц; — исследования фазовых переходов; — исследования процессов температурной релаксации в полимерах; — определение дисперсного состава микрочастиц; — исследования процессов тепло- и массообмена в жидкостях и газах; — ввод информации в ЭВМ; — исследования слабо изменяющихся фазовых объектов; — исследования ионизированных газов; — контроль параметров полимерных пленок с анизотропной структурой; — изучение кинетики люминесценции; — изучение химических и взрывных реакций; — изучение электрических разрядов в газах; — изучение высокотемпературной плазмы; — исследование разлета плазмы; — изучение массового состава ионизированных газов; — изучение сцинтилляций в кристаллах; — изучение оптического пробоя в газах; — изучение полярных сияний; — изучение процессов горения; — исследование степени загрязненности верхних слоев акватории морей и океанов; — исследование эффектов взаимодействия световых импульсов с молекулами веществ; — исследование эмиссии частиц под действием лазерного излучения; — изучение биологической продуктивности морей и океанов; — исследование процессов переноса излучения в море.

Вторая часть содержит необходимую информацию об измерительном преобразовании физических величин и технических средствах, осуществляющих его при решении соответствующих измерительных задач.

В третьей части речь идет о технических средствах и приборах, которые следует отнести к числу типовых применительно к оптической радиометрии как области измерений.

В последующих частях книги содержатся описания методов и средств измерений физических величин, характеризующих источники излучения и процессы взаимодействия оптического излучения с веществами и средами. Специфика измерительных процессов послужила в свое время стимулом формирования отдельных видов и подвидов оптической радиометрии. Так например, измерения энергетических величин и параметров оптического излучения источников являются прерогативой спектрорадиометрии, а световых — фотометрии и т. д. Практически все основные виды и подвиды измерений, охватываемые современной оптической радиометрией, в том или ином объеме представлены в настоящей книге. За ее пределами остались процессы восприятия, преобразования и обработки оптических изображений, поскольку радиометрия в этих процессах играет незначительную, неспецифичную роль.

Большой вклад в становление и развитие оптической радиометрии как области измерений внесли и продолжают вносить ученые-метрологи широко известных Всероссийского научно-исследовательского института метрологии (ВНИИМ) им. Д. И. Менделеева и Всероссийского научно-исследовательского института оптико-физических измерений (ВНИИОФИ). Широко известны имена основоположников отечественной фотометрии П. М. Тиходеева и В. Е. Карташевской. В различных направлениях оптической радиометрии много лет во ВНИИМ трудились А. И. Карташев, Е. А. Волкова, Е. Н. Юстова, Н. Р. Батарчукова, В. В. Бабушкин и др. С середины 70-х годов сформировалась научная школа в области практически всех видов измерений оптических величин во ВНИИОФИ. Коллектив ученых и инженерно-технических работников этого института продолжает совершенствование системы обеспечения единства измерений (ОЕИ) во всех направлениях оптической радиометрии, изложению основ которой и посвящена настоящая книга.

Помимо цитируемых первоисточников, перечень которых содержится в списке литературы, при написании использованы некоторые дополнительные сведения о методах и средствах радиометрии, любезно предоставленные авторам рядом сотрудников ВНИИОФИ: Н. П. Муравской, С. И. Аневским, С. П. Морозовой, Т. Н. Ежовой, С. В. Тихомировым, М. Л. Козаченко, Б. Б. Хлевым и др., что позволило дополнить соответствующие главы материалами, не получившими должного отражения в многочисленных публикациях метрологов ВНИИОФИ, которым авторы выражают признательность и благодарность также и за полезное обсуждение содержания книги.

Авторы благодарят рецензентов за конструктивные и полезные замечания и предложения, а также Т. В. Карамушка за помощь при подготовке рукописи к печати. Ограниченный объем книги не позволил всесторонне осветить целый ряд аспектов оптической радиометрии, в т. ч. ее состояние и перспективы развития в метрологически развитых странах (США, Великобритании, Германии, Китае, Австралии и др.). Желающие более подробно ознакомиться с этими вопросами могут воспользоваться монографиями [1–6] и приобрести их во ВНИИОФИ (119 361, г. Москва, Озерная ул., 46, В. С. Иванов).

Часть I

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ, ТЕРМИНЫ, ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Детальное изучение любого предмета немислимо без использования соответствующих понятий, терминов и определений, при этом предпочтительно применение их общепризнанных категорий, а еще лучше — стандартизованных. Поэтому в данной части книги приводятся понятийно-терминологические сведения, относящиеся к метрологии и измерениям, а также к оптической радиометрии как к области измерений.

Глава 1

МЕТРОЛОГИЯ И ИЗМЕРЕНИЕ

Термины и определения основных понятий метрологии были установлены в нашей стране более 30 лет назад ГОСТ 16263-70.

Естественно, за истекшие три десятилетия имел место процесс уточнения и совершенствования отечественной метрологической терминологии и ее гармонизации в соответствии с международными аналогами. Это нашло отражение в рекомендациях по межгосударственной стандартизации Межгосударственного Совета по стандартизации, метрологии и сертификации РМГ 29-99 [7], в которых учтены принятые Международной организацией по стандартизации (ИСО) термины и определения в метрологии [8].

Термины **метрология** и **измерения** следует признать основополагающими для любой области измерений, в том числе и для оптической радиометрии. В общепринятом представлении **метрология** считается первичной по отношению к **измерению**, а именно [7]:

метрология — это наука об измерениях, методах и средствах обеспечения их единства и способах достижения требуемой точности, в то время как

измерение — совокупность операций по применению технического средства, хранящего единицу физической величины, обеспечивающих нахождение соотношения (в явном или неявном виде) измеряемой величины с ее единицей и получение значения этой величины.

Международное толкование термина метрология еще более кратко — это наука об измерениях [8], хотя в точном переводе с греческого метрология означает лишь учение о мерах.

1.1. Метрология

Современная метрология включает три составляющие: теоретическую, законодательную и практическую (прикладную) метрологию [7].

Теоретическая метрология — это раздел метрологии, предметом которого является разработка фундаментальных основ метрологии.

Законодательная метрология — это раздел метрологии, предметом которого является установление обязательных технических и юридических требований по применению единиц физических величин, эталонов, методов и средств измерений, направленных на обеспечение единства и необходимой точности измерений в интересах общества.

Практическая (прикладная) метрология — это раздел метрологии, предметом которого являются вопросы практического применения разработок теоретической метрологии и положений законодательной метрологии.

Одним из важнейших условий нормального функционирования всех отраслей экономики, науки, медицины, обороны и пр. является обеспечение единства измерений физических величин.

Единством измерений именуется их состояние, характеризующееся тем, что их результаты выражаются в узаконенных единицах, размеры которых в установленных пределах равны размерам единиц, воспроизводимых первичными эталонами, а погрешности результатов измерений известны и с заданной вероятностью не выходят за установленные пределы.

Обеспечение единства измерений — это деятельность метрологических служб, направленная на достижение и поддержание единства измерений в соответствии с законодательными актами, а также правилами и нормами, установленными государственными стандартами и другими нормативными документами по обеспечению единства измерений.

Государственной системой обеспечения единства измерений (ГСИ) именуется комплекс нормативных документов межрегионального и межотраслевого уровней, устанавливающих правила, нормы, требования, направленные на достижение и поддержание единства измерений в стране (при требуемой точности), утверждаемых Госстандартом страны.

Примечание. В ГСИ выделяются основополагающие стандарты, устанавливающие общие требования, правила и нормы, а также стандарты, охватывающие какую-либо область или вид измерений.

Служба, создаваемая в соответствии с законодательством для выполнения работ по обеспечению единства измерений и для осуществления метрологического контроля и надзора, называется **метрологической службой**.

Примечание. Различают государственную метрологическую службу, метрологические службы государственных органов управления, метрологические службы юридических лиц.

В 1993 г. принят Закон РФ «Об обеспечении единства измерений» [9]. До того, по существу, не было законодательных норм в области метрологии. Правовые нормы устанавливались постановлениями Правительства. По сравнению с положениями этих постановлений Закон установил немало нововведений — от терминологии до лицензирования метрологической деятельности в стране. Установлено четкое разделение функций государственного метрологического контроля и государственного метрологического надзора; пересмотрены правила калибровки, введена добровольная сертификация средств измерений и др. [9, 10].

Появление этого Закона не случайно. Метрология относится к такой сфере деятельности, в которой основные положения обязательно должны быть закреплены именно законом, принимаемым высшим законодательным органом страны. В самом деле, юридические нормы, непосредственно направленные на защиту прав и интересов потребителей, в правовом государстве регулируются стабильными законодательными актами. В этой связи положения по метрологии, действовавшие до введения Закона «Об обеспечении единства измерений», применяются лишь в части, не противоречащей ему.

Цели Закона состоят в следующем [10]:

- защита прав и законных интересов граждан, установленного правопорядка и экономики Российской Федерации от отрицательных последствий недостоверных результатов измерений;

- содействие научно-техническому и экономическому прогрессу на основе применения государственных эталонов единиц величин и использования результатов измерений гарантированной точности, выраженных в допускаемых к применению в стране единицах;

- создание благоприятных условий для развития международных и межфирменных связей;

- регулирование отношений государственных органов управления Российской Федерации с юридическими и физическими лицами по вопросам изготовления, выпуска, эксплуатации, ремонта, продажи и импорта средств измерений;

- адаптация российской системы измерений к мировой практике.

Особенность Закона, в отличие от зарубежных законодательных положений по метрологии, заключается в том, что, кроме основной сферы его приложения — торговля, здравоохранение, защита окружающей среды, внешнеэкономическая деятельность — он распространяется на некоторые области производства в части калибровки средств измерений метрологическими службами юридических лиц с использованием эталонов, соподчиненных государственным эталонам единиц величин. Закон предоставляет право аккредитованным метрологическим службам юридических лиц выдавать сертификаты о калибровке от имени органов и организаций, которые их аккредитовали.

Закон «Об обеспечении единства измерений» устанавливает и закрепляет основные понятия, принимаемые для целей Закона: единство измерений, средство измерений, эталон единицы величины, государственный эталон единицы величины, нормативные документы по обеспечению единства измерений, метрологическая служба, метрологический контроль и надзор, поверка и калибровка средств измерений, сертификат об утверждении типа средств измерений, аккредитация на право поверки средств измерений, сертификат о калибровке. В основу определений положена официальная терминология Международной организации законодательной метрологии (МОЗМ) [7, 10].

Остановимся подробнее на метрологических понятиях, терминах и определениях, которые будут нам необходимы для дальнейшего изложения материала и описания системы обеспечения единства измерений в отечественной оптической радиометрии [7].

Средством измерений (СИ) именуется техническое средство, предназначенное для измерений, имеющее нормированные метрологические характеристики, воспроизводящее и (или) хранящее единицу физической величины, размер которой принимают неизменным (в пределах установленной погрешности) в течение известного интервала времени. (Виды средств измерений, применяемых в оптической радиометрии, определены в следующем параграфе).

Каждое СИ предназначено для применения в определенном диапазоне возможных изменений измеряемой величины. Чаще и неправильно он именуется динамическим диапазоном, хотя правильно называть его **диапазоном измерений СИ**, т. е. областью значений величины, в пределах которой нормированы допускаемые пределы погрешности СИ. Каждое СИ имеет

шкалу, вид которой зависит от технического исполнения данного средства. В соответствии с [7] **шкалой средства измерений** считается часть показывающего устройства, представляющая собой упорядоченный ряд отметок вместе со связанной с ними нумерацией. (При этом не следует смешивать понятия **шкалы СИ** со **шкалой физической величины**, представляющей собой упорядоченную совокупность значений физической величины, служащую исходной основой для измерений данной величины). Понятие шкалы СИ непосредственно связано с представлением о **градуировочной характеристике СИ**, являющейся зависимостью между значениями величин на выходе и входе СИ, составленной в виде таблицы, графика или формулы. Процедура определения градуировочной характеристики СИ именуется **градуировкой средства измерений**. Как правило, ее производят при первичном выпуске данного СИ в обращение.

По истечении определенного промежутка времени эксплуатации СИ необходимо убедиться в сохранности в определенных пределах его метрологических характеристик, основной из которых является **погрешность СИ**, представляющая собой разность между показанием СИ и истинным (действительным) значением измеряемой физической величины. Этой цели служат **поверка и калибровка СИ**, выполняемые через установленный для данного типа СИ межповерочный (межкалибровочный) интервал.

Поверкой средств измерений (поверкой) называется установление органом государственной метрологической службы (или другим официально уполномоченным органом, организацией) пригодности СИ к применению на основании экспериментально определяемых метрологических характеристик и подтверждения их соответствия установленным обязательным требованиям.

Калибровка СИ — это совокупность операций, устанавливающих соотношение между значением величины, полученным с помощью данного СИ, и соответствующим значением величины, полученным с помощью эталона с целью определения действительных метрологических характеристик этого СИ. Таким образом, под пригодностью СИ подразумевается соответствие его метрологических характеристик ранее установленным техническим требованиям, которые могут содержаться в нормативном документе или определяться заказчиком. Вывод о пригодности делает калибровочная лаборатория.

Калибровка заменила ранее существовавшую в нашей стране ведомственную поверку и метрологическую аттестацию СИ. В отличие от поверки, которую осуществляют органы государственной метрологической службы, калибровка может проводиться любой метрологической службой (или физическим лицом) при наличии надлежащих условий для квалифицированного выполнения этой работы. Калибровка — добровольная операция, и ее может выполнить также и метрологическая служба самого предприятия. Это еще одно отличие от поверки, которая обязательна и подвергается контролю со стороны органов государственной метрологической службы [10].

Основные сведения о принципах организации метрологической службы достаточно полно изложены в учебнике для вузов [10]. Поэтому полезно процитировать несколько выдержек из этого обстоятельного труда Г.Д. Крыловой.

Межкалибровочным интервалом называют календарный промежуток времени, по истечении которого СИ должно быть направлено на калибровку независимо от его технического состояния. Аналогично этому поня-

тие **межповерочного интервала**. Различают три вида межкалибровочных (межповерочных) интервалов:

первый вид — единый для всех СИ данного типа интервал, устанавливаемый на основе нормативных документов на этот вид СИ. В этом случае межповерочный (межкалибровочный) интервал определяется Госстандартом РФ при утверждении типа СИ по результатам испытаний. Длительность интервала учитывает показатели метрологической безотказности и среднее значение времени использования СИ в нормальных условиях;

второй вид — интервал, установленный в соответствии с конкретными условиями эксплуатации СИ данного типа в организациях и на предприятиях. Если назначенный интервал не совпадает с указанным в нормативных документах на данный тип СИ, его следует согласовать с Госстандартом или с аккредитованной им ведомственной метрологической службой. Для СИ, которые не подлежат госнадзору, межкалибровочный интервал определяется по решению метрологической службы юридического лица;

третий вид — межповерочные (межкалибровочные) интервалы для СИ, предназначенных для ответственных измерительных операций, например, измерений, связанных с безаварийной работой атомных электростанций, газопроводов и т. п.

Индивидуальные интервалы предусмотрены также для вторичных и рядных эталонов. Третий вид интервалов связан с учетом календарного времени эксплуатации СИ, так как из-за старения их деталей и узлов возрастают погрешности, и необходимо сокращение межповерочных интервалов. Согласование назначенных интервалов аналогично описанному для второго вида. Общим для всех видов межповерочных (межкалибровочных) интервалов является учет показателей метрологической безотказности СИ, в частности, такой ее составляющей, как средняя наработка на метрологический отказ. Этот показатель может быть определен в процессе испытаний СИ, по результатам которого рассчитывают время достижения наименьшего заданного значения вероятности отказа. Это время и служит основой для установления межповерочного (межкалибровочного) интервала.

Методы поверки (калибровки) и поверочные схемы. Допускается применение четырех методов поверки (калибровки) средств измерений:

- непосредственное сличение с эталоном;
- сличение с помощью компаратора;
- прямые измерения величины;
- косвенные измерения величины.

В основе **метода непосредственного сличения** поверяемого (калибруемого) СИ с более точным СИ лежит проведение одновременных измерений одной и той же физической величины обоими СИ. При этом за действительное значение величины принимается показание более точного СИ, а погрешность определяется как разность показаний обоих СИ.

Для **второго метода** необходим компаратор — прибор сравнения, с помощью которого сличаются поверяемое (калибруемое) и более точное СИ. Потребность в компараторе возникает при невозможности непосредственного сличения с эталоном. В подобных ситуациях в схему поверки (калибровки) вводится промежуточное звено — компаратор. На практике компаратором может служить любое СИ, если оно одинаково реагирует на сигналы как поверяемого (калибруемого), так и более точного измерительного прибора. Достоинством

данного метода специалисты считают последовательное во времени сравнение двух величин.

Метод прямых измерений применяется, когда имеется возможность сравнить испытуемый прибор с более точным в определенных пределах измерений. В целом принцип этого метода аналогичен методу непосредственного сличения, но методом прямых измерений производится сличение на всех числовых отметках каждого диапазона (и поддиапазонов, если они имеются в приборе).

Метод косвенных измерений применяется, когда действительные значения измеряемых величин невозможно определить прямыми измерениями либо когда косвенные измерения оказываются более точными, чем прямые. Этим методом определяют вначале не искомую характеристику, а другие, связанные с ней определенной зависимостью. Искомая характеристика определяется расчетным путем. Метод косвенных измерений обычно применяют в установках автоматизированной поверки (калибровки).

В работе [11] предложено измерения, выполняемые рабочими средствами измерений (РСИ), именовать **техническими измерениями**. При этом **прямым** считается измерение, при котором искомое значение величины получают непосредственно, а **косвенным** — когда значение физической величины определяют на основании прямых измерений других физических величин, функционально связанных с искомой.

Что же служит «более точным СИ», о котором было сказано при описании методов поверки (калибровки)? В качестве такового применяется **эталон единицы физической величины**, представляющий собой средство измерений (или комплекс средств измерений), предназначенное для воспроизведения и(или) хранения единицы и передачи ее размера нижестоящим по поверочной схеме средствам измерений и утвержденное в качестве эталона в установленном порядке.

Измерения, выполняемые при воспроизведении единиц и передаче их размеров, будем именовать **эталонными измерениями**.

Эталоны классифицируют на первичные, вторичные и рабочие [7].

Первичный эталон обеспечивает воспроизведение единицы с наивысшей в стране (по сравнению с другими эталонами той же единицы) точностью. Первичный эталон, признанный решением уполномоченного на то государственного органа в качестве исходного на территории государства, именуется **государственным первичным эталоном (ГПЭ)**. С этим определением совпадает понятие **национального эталона**. Последний термин применяют в случаях проведения сличения эталонов, принадлежащих отдельным государствам, с международным эталоном или при проведении так называемых круговых сличений эталонов ряда стран.

Международным служит эталон, принятый по международному соглашению в качестве международной основы для согласования с ним размеров единиц, воспроизводимых и хранимых национальными эталонами.

Международные эталоны хранит и поддерживает Международное бюро мер и весов (МБМВ). Важнейшая задача деятельности МБМВ состоит в систематических международных сличениях национальных эталонов крупнейших метрологических лабораторий разных стран с международными эталонами, а также, как упоминалось выше, сличение национальных эталонов между собой, что необходимо для обеспечения достоверности, точности и единства

измерений как одного из условий международных экономических связей. Сличению подлежат как эталоны основных величин Международной системы единиц, так и производных. Установлены определенные периоды сличения.

От первичного эталона размер единицы передается вторичному эталону, а от него, в соответствии с поверочной схемой, — рабочим (разрядным) эталонам.

Вторичным эталоном (ВЭ) называется эталон, получающий размер единицы непосредственно от первичного эталона данной единицы. Эталон, предназначенный для передачи размера единицы рабочим средствам измерений, именуется **рабочим (разрядным) эталоном (РЭ)**.

Таким образом, **поверку и калибровку СИ соответствующего точностного разряда следует считать основной процедурой передачи размера единицы от более точного к менее точному СИ, т. е. процедурой эталонного измерения.**

В целях поддержания единства измерений физических величин законодательной метрологией в нашей стране регламентировано составление **поверочных схем**, устанавливающих метрологические соподчинения государственного эталона, вторичного и разрядных эталонов, рабочих средств измерений.

Поверочной схемой (для средств измерений) называется нормативный документ, устанавливающий соподчинение средств измерений, участвующих в передаче размера единицы от эталона рабочим средствам измерений (с указанием методов и погрешности при передаче).

Поверочные схемы разделяют на государственные и локальные. **Государственные поверочные схемы** распространяются на все СИ данного вида, применяемые в стране. **Локальные поверочные схемы** предназначены для метрологических органов, регионов, отраслей, ведомств; распространяются они также и на СИ подчиненных им предприятий. Кроме того, может составляться и локальная схема на СИ, используемые на конкретном предприятии. Все локальные поверочные схемы должны соответствовать требованиям соподчиненности, которая определена государственной поверочной схемой (рис. 1.1). Государственные поверочные схемы разрабатываются научно-исследовательскими институтами Госстандарта РФ, держателями государственных эталонов.

В некоторых случаях бывает невозможно одним эталоном воспроизвести весь диапазон величины, поэтому в схеме может быть предусмотрено несколько первичных эталонов, которые в совокупности воспроизводят всю шкалу измерений (ранее их называли Государственными специальными эталонами (ГСЭ)).

Государственные поверочные схемы утверждаются Госстандартом РФ, а локальные — ведомственными метрологическими службами или руководством предприятия. В государственной поверочной схеме наименования эталонов и РСИ обычно располагают в прямоугольниках (для государственного эталона прямоугольник двухконтурный). Здесь же указывают метрологические характеристики для данной ступени схемы. В нижней части схемы расположены РСИ, которые в зависимости от нормируемых допустимых погрешностей подразделяют на пять категорий: наивысшей точности; высшей точности; высокой точности; средней точности; низшей точности. Погрешность СИ наивысшей точности обычно соответствует погрешности государственного эталона. В каждой ступени поверочной схемы регламентируется порядок (метод)

передачи размера единицы. Наименования методов поверки (калибровки) располагаются в овалах, в которых также указывается допускаемая погрешность

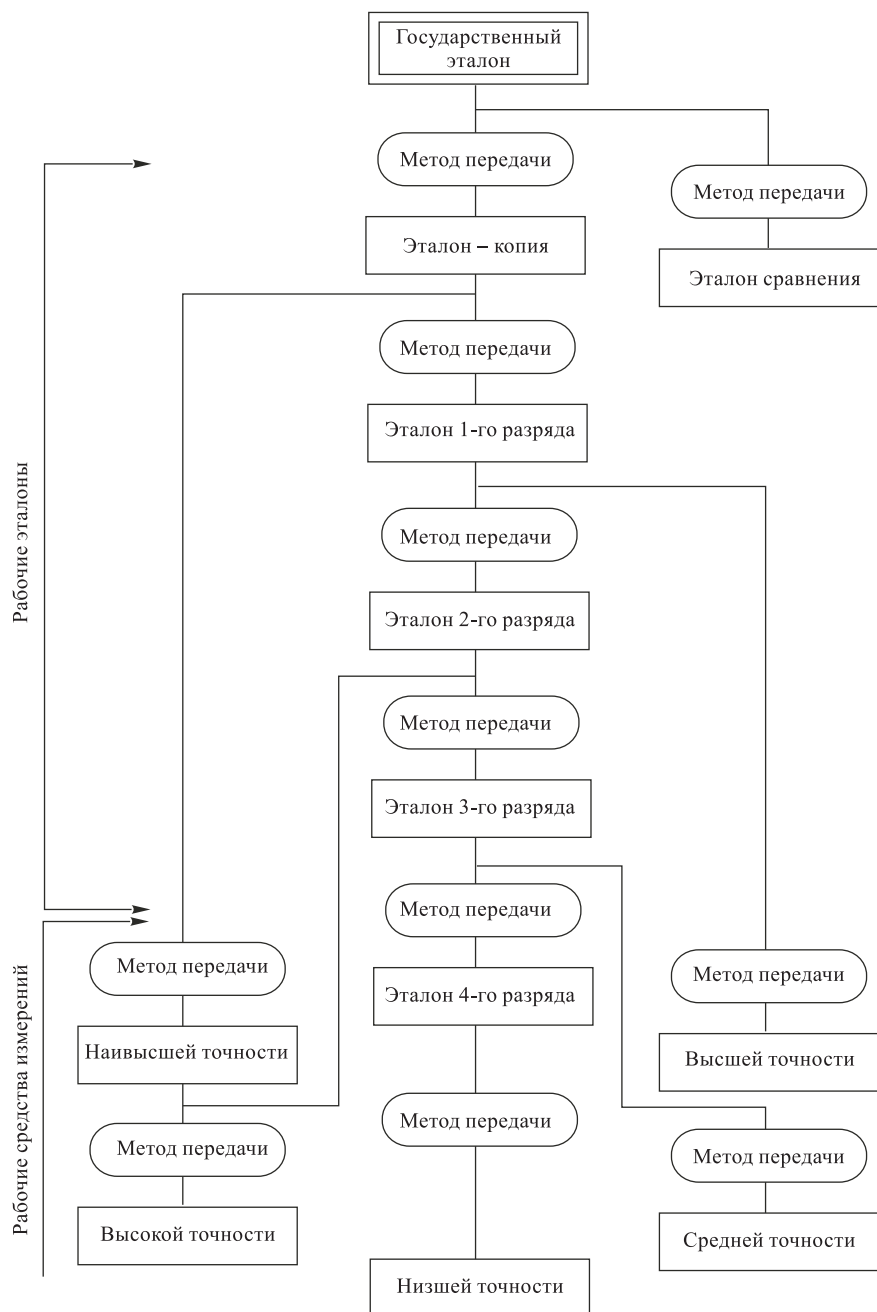


Рис. 1.1. Общий вид государственной поверочной схемы [10]

метода поверки (калибровки). Основным показателем достоверности передачи размера единицы величины является соотношение погрешностей СИ между вышестоящей и нижестоящей ступенями поверочной схемы. В идеале это соотношение должно быть 1 : 10, однако на практике достичь его не удастся, и минимально допустимым соотношением принято считать 1 : 3. Чем больше это соотношение, тем меньше уверенность в достоверности показаний средства измерений.

Точность и достоверность результата измерений зависит не только от погрешности СИ, но (особенно в оптической радиометрии!) и от правильности выбранной **методики выполнения измерений** (МВИ), представляющей собой установленную совокупность операций и правил при измерении, выполнение которых обеспечивает получение результатов измерений с гарантированной точностью в соответствии с принятым методом. Обычно МВИ регламентируется каким-либо нормативно-техническим документом. Именно МВИ в значительной степени влияет на такие важнейшие элементы обеспечения единства измерений, как их **воспроизводимость и сходимость**.

Воспроизводимостью (результатов) измерений считается близость результатов измерений одной и той же величины, полученных в разных местах, разными методами, разными средствами, разными операторами, в разное время, но приведенных к одним и тем же условиям измерений (температуре, давлению, влажности и др.). Воспроизводимость измерений может характеризоваться средними квадратическими погрешностями сравниваемых рядов измерений ¹⁾.

Сходимостью (результатов) измерений считается близость друг к другу результатов измерений одной и той же величины, выполненных повторно одними и теми же средствами, одним и тем же методом в одинаковых условиях и с одинаковой тщательностью. Сходимость измерений двух групп многократных измерений может характеризоваться размахом, средней квадратической или средней арифметической погрешностью.

1.2. Измерение

Цель измерения заключается в получении количественной информации об измеряемом объекте с гарантированной достоверностью. Как мы увидим в дальнейшем, выбор метода и средства измерений, а также методики выполнения эксперимента нацелен на достижение оптимального результата, причем критерием оптимальности служит, как правило, предельно достижимая точность измерений при минимуме затрат на технические средства и процедуру.

¹⁾ На практике широко распространен термин **среднее квадратическое отклонение** — (СКО). Под отклонением понимают отклонение единичных результатов в ряду измерений от их среднего арифметического значения. В метрологии это отклонение называется погрешностью измерений. Если в результаты измерений введены поправки на действие систематических погрешностей, то отклонения представляют собой случайные погрешности. Поэтому с точки зрения упорядочения совокупности терминов, родовым среди которых является термин «погрешность измерения», целесообразно применять термин «средняя квадратическая погрешность». При обработке ряда результатов измерений, свободных от систематических погрешностей, средняя квадратическая погрешность (СКП) и СКО являются одинаковой оценкой рассеяния результатов единичных измерений в ряду равноточных измерений одной и той же физической величины.

Следует заметить, что уровень точности, к которому надо стремиться, должен определяться критерием целесообразности. Известно, что увеличение точности в два раза удорожает измерение в несколько раз. В то же время уменьшение точности измерений ниже нормы приводит к браку продукции. Важно иметь в виду и значимость результата измерений. В одних случаях результат измерений имеет небольшое или локальное значение, в других он играет исключительно важную роль: от точности результата измерений может зависеть научное открытие или жизнь людей (например, при измерении концентрации метана в шахтах). Именно значимость результата измерений определяет ту совокупность требований, которые должны предъявляться **к качеству измерений**, под которым подразумевается [11] совокупность их свойств, обуславливающих соответствие средств, метода, методики, условий измерений и состояния единства измерений требованиям измерительной задачи (техники безопасности, экологического, экономического и других факторов).

В XX веке наряду со статическими измерениями интенсивно развивались динамические измерения, а также многоканальные измерения как в статическом, так и в динамическом режимах.

Измерение физической величины, принимаемой в соответствии с конкретной измерительной задачей за неизменную на протяжении времени измерения, называется **статическим**. Теоретической метрологией разработаны хорошо известные приемы выявления и учета систематических погрешностей, а также обработки результатов статических измерений при наличии случайных погрешностей. Актуальными являются вопросы использования новых физических эффектов и фундаментальных констант для создания и совершенствования эталонов единиц в первую очередь основных величин.

Измерение изменяющейся по размеру физической величины именуется **динамическим**. Если измеряемую величину любой физической природы рассматривать как функцию времени, то речь идет об измерении параметров и характеристик процессов. Организация измерений в этой несомненно более сложной по сравнению со статическими измерениями ситуации является прерогативой скорее теории измерений, а перед теоретической метрологией ставится задача выбора подходящей меры и обоснования понятия точности получаемого результата. Успешным примером решения подобной метрологической задачи явилась стандартизация форм радиотехнических сигналов [12].

Однако несмотря на появление в отечественной литературе ряда монографий, посвященных динамическим измерениям (например, [13]), теория динамических измерений требует серьезного изучения и дальнейшей разработки общих правил выполнения измерений, инвариантных к физической природе измеряемых величин, т. е. не зависящих от области измерений. Теоретической метрологии предстоит решать задачи обоснования и выбора типового набора эталонных процессов, сигналов и алгоритмов оценки точности их сравнения с экспериментальными данными.

Возникшая во второй половине XX века необходимость измерений значений одной или одновременно нескольких физических величин в разных точках пространства привела к появлению **многоточечных (многоканальных)** измерений, выполняемых информационно-измерительными системами (ИИС). Специфика ИИС и их применений потребовала разработки теоретических основ информационно-измерительной техники (ИИТ), главными процессами которой являются **измерение, контроль, диагностика и рас-**

познавание образов [14]. Роднит эти процессы обязательный алгоритм сравнения изучаемого объекта или явления с нормируемым аналогом, т. е., в конечном счете, с так называемой «мерой», отображающей совокупность свойств наблюдаемого предмета или эффекта. Однако здесь речь идет уже даже не о процессе, описываемом, как правило, одномерной функцией (чаще всего времени), а о **физическом поле**, параметры и характеристики которого отображаются **многомерной функцией** совокупности аргументов.

Ситуация значительно осложняется, если наблюдаемым объектом является **случайное** (не детерминированное) **физическое поле** с изменяющимися в процессе наблюдения параметрами или характеристиками. С сожалением приходится констатировать, что общая теория процессов, свойственных ИИТ, пока не разработана. Это тем более относится и к «учению о мерах», необходимых для количественной оценки определяемых параметров и характеристик физических полей, среди которых **электромагнитное поле** выделяется своим уникальным многообразием параметров.

1.2.1. Функциональная схема измерения. Таким образом, измерение является процессом, в котором участвует совокупность элементов, одну часть которых составляют конкретные предметы (объекты, средства измерений), а другую часть — понятия, определения, оговоренные процедуры, условия и т. д. Эта совокупность представлена структурной схемой, рис. 1.2, заимствованной из [11]. Дадим толкование этим элементам, соотнося их с особенностями оптической радиометрии.

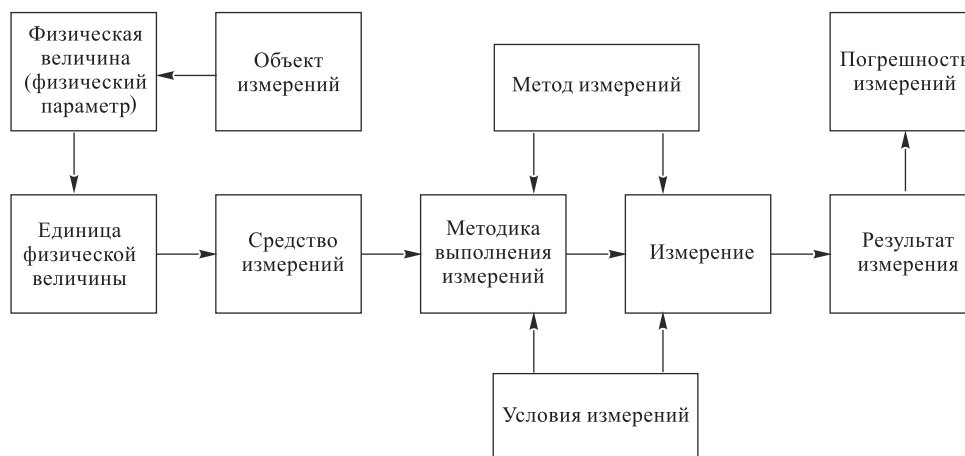


Рис. 1.2. Основные элементы, участвующие в измерениях [11]

Объект измерения — это тело (физическая система, процесс, явление и т. д.), которое характеризуется одной или несколькими измеряемыми физическими величинами.

В оптической радиометрии непосредственно **объектом измерения является оптическое излучение** различных источников, распространяющееся в разнообразных средах. По результатам измерений судят о специфике излучателя или среды. **Оптическим излучением** будем считать электромагнитные волны с длинами от ~ 1 нм до ~ 1 мм. Оптическое излучение

распределено в пространстве с той или иной степенью локализации в определенном объеме, зависящей от типа и конструкции излучателя.

Очевидно, что любой объект измерения нуждается в описании его свойств. Это описание должно содержать некоторые количественные объективные признаки, информативно представляющие и отображающие объект измерения. Подобной цели служит **физическая величина**, составляющая одно из фундаментальных понятий измерения. **Физическая величина** есть одно из свойств физического объекта (физической системы, явления или процесса), общее в качественном отношении для многих физических объектов, но в количественном отношении индивидуальное для каждого из них.

Явления, величины и параметры, характеризующие оптическое излучение естественного или искусственного источника, приведены в гл. 2. Здесь же следует сделать важное замечание, касающееся весьма распространенного, но неправильно используемого термина «величина».

Нередко даже в серьезной научно-технической литературе, диссертациях, научных отчетах встречаются обороты типа «величина температуры», «величина напряжения или тока» и т. д. Это неприемлемо, так как температура, напряжение, ток суть физические величины, поэтому измерению подлежат не «величина температуры», а температура, не «величина напряжения», а напряжение и пр.

Часто употребляется термин «размер величины», а также «значение величины». Приведем их стандартизованные определения [7]. **Размером величины** считается количественная определенность физической величины, присущая конкретному материальному объекту, системе, явлению или процессу. **Значением величины** является выражение размера физической величины в виде некоторого числа принятых для нее единиц. Как отмечал известный отечественный метролог Н. И. Тюрин, между размером и значением величины есть принципиальная разница. Размер величины существует реально, независимо от того, знаем мы его или нет. Выразить размер величины мы можем при помощи любой из единиц данной величины, другими словами, при помощи числового значения. Для числового значения характерно, что при применении другой единицы оно изменяется, тогда как физический размер величины остается неизменным. Например, поставленная на чашу весов гиря имеет определенный, присущий ей неизменный размер массы, но значения массы данной гири можно выразить в миллиграммах, граммах, килограммах. Иногда возражают против широкого применения термина «размер», утверждая, что он относится только к длине. Однако, по мнению Н. И. Тюрина, для столь узкого толкования никаких оснований нет.

Иными словами, **результатом измерения является значение величины, полученное путем ее измерения.**

Наряду с величиной часто употребляются такие термины, как коэффициент (показатель), характеристика. Для полноты картины приведем их определения [7, 11].

Параметром именуется физическая величина, рассматриваемая при определении значения измеряемой физической величины как вспомогательная.

Коэффициент (или показатель) — величина, в явном или неявном виде характеризующая отношение параметров.

Характеристикой называется отличительный количественный признак (или признаки) предметов, явлений или их совокупности.

Следующим элементом в схеме рис. 1.2 является **единица физической величины**, чаще просто именуемая **единицей**. Ею служит физическая величина фиксированного размера, которой условно присвоено числовое значение, равное 1, и применяемая для количественного выражения однородных с ней физических величин.

Для обеспечения единства измерений важное значение имеет унификация единиц физических величин. В нашей стране введена Международная система единиц, на основе которой разработан ГОСТ 8.417-81, введенный в действие с 1.01.1982 г. Основные достоинства Международной системы единиц [11]:

- универсальность — охват всех областей науки и техники;
- унификация единиц для всех областей и видов измерений;
- возможность воспроизведения единиц с высокой точностью в соответствии с их определениями;
- единая система образования кратных и дольных единиц для единиц, имеющих собственные наименования;
- согласованность единиц — все производные единицы Международной системы единиц получают из уравнений связи между величинами, в которых коэффициенты равны 1.

Мы в дальнейшем будем использовать исключительно Международную систему единиц и дадим их определения. Вместе с тем в радиометрии ультрафиолетового излучения, используемого в медицине, биологии, сельском хозяйстве, получили распространение некоторые редуцированные или эффективные единицы.

Таким образом, характеризующая измеряемый объект физическая величина должна быть воспринята каким-то техническим средством и преобразована им в измеряемый сигнал, отображающий в выбранных единицах входное воздействие. Эту функцию выполняет **средство измерений** (рис. 1.2), определение которого приведено ранее.

С какими же видами СИ приходится иметь дело в оптической радиометрии? В основном в ней получили распространение меры, измерительные преобразователи, измерительные приборы, измерительные установки и системы.

Мерой физической величины (или просто **мерой**) служит средство измерений, предназначенное для воспроизведения и (или) хранения физической величины одного или нескольких заданных размеров, значения которых выражены в установленных единицах и известны с необходимой точностью.

Измерительным преобразователем (ИП) является техническое средство с нормированными метрологическими характеристиками, служащее для преобразования измеряемой величины в другую величину или измерительный сигнал, удобный для обработки, хранения, дальнейших преобразований, индикации или передачи. Как будет показано в дальнейшем, большую роль в оптической радиометрии играют первичные измерительные преобразователи различных принципов действия.

Первичным измерительным преобразователем (ПИП) является измерительный преобразователь, на который непосредственно воздействует измеряемая физическая величина, т. е. первый преобразователь в измерительной цепи измерительного прибора (установки, системы).

Измерительный прибор – это средство измерений, предназначенное для получения значений измеряемой физической величины в установленном диапазоне. К измерительным приборам относятся и компараторы, предназначенные для сравнения измеряемых величин с величинами, воспроизводимыми мерами.

Совокупность функционально объединенных мер, измерительных приборов, измерительных преобразователей и других устройств, предназначенная для измерений одной или нескольких физических величин и расположенная в одном месте, называется **измерительной установкой**. Соответственно, измерительную установку, применяемую для поверки, именуют **поверочной установкой**, а входящую в состав эталона — эталонной установкой.

Измерительной системой называется совокупность функционально объединенных мер, измерительных приборов, измерительных преобразователей, ЭВМ и других технических средств, размещенных в разных точках контролируемого объекта с целью измерений одной или нескольких физических величин, свойственных этому объекту, и выработки измерительных сигналов в разных целях. В оптической радиометрии находят применение преимущественно измерительные информационные системы.

Наличие того или иного СИ является условием необходимым, но не только явно недостаточным, а и не первоочередным. Прежде всего следует выбрать метод измерений, затем подобрать или разработать подходящее СИ, учесть условия выполнения измерений и, наконец, продумать методику выполнения измерений. Рассмотрим методы и условия выполнения измерений.

Физическое явление или эффект, положенное в основу измерений, называется **принципом измерений**, а прием или совокупность приемов сравнения измеряемой физической величины с ее единицей в соответствии с реализованным принципом измерений есть **метод измерений**.

Как и в любой области измерений, в оптической радиометрии получили распространение несколько методов измерений.

Метод измерений, при котором значение величины определяют непосредственно по показывающему средству измерений, именуется **методом непосредственной оценки**. Быстрота процесса измерения методом непосредственной оценки делает его часто незаменимым для практического использования, хотя точность измерения бывает обычно ограниченной.

Метод измерений, в котором измеряемую величину сравнивают с величиной, воспроизводимой мерой, называется **методом сравнения с мерой**. Если при этом результирующий эффект воздействия измеряемой величины и меры на прибор сравнения (компаратор) доводят до нуля, то мы имеем дело с **нулевым методом измерений**. Если же измеряемая величина сравнивается с однородной величиной, имеющей известное значение, незначительно отличающееся от значения измеряемой величины, и при этом измеряется разность двух величин, то речь идет о **дифференциальном методе измерений**. Этот метод позволяет получить результаты с высокой точностью даже при использовании относительно грубых средств для измерения разности. Однако реализация этого метода возможна только при условии наличия меры требуемой точности. Это во многих случаях оказывается легче, чем изготовить СИ высокой точности для измерений методом непосредственной оценки.

Метод сравнения с мерой, в котором измеряемую величину замещают мерой с известным значением величины, широко известен и именуется **методом измерений замещением**.

Практически все применяемые в оптической радиометрии методы измерений являются **бесконтактными**, т. е. основаны на том, что чувствительный элемент средства измерений не приводится в контакт с объектом измерения.

Приходится констатировать, что в обширной научно-технической литературе по ИИТ практически во всех областях измерений методом часто именуется способ, алгоритм или методика (методика выполнения) измерений. С этим неправильным толкованием термина «метод» следует смириться, поскольку в оптической радиометрии десятилетиями прививались такие понятия, как, например, методы Ньютона, Тальбота, Тэйлора, Майкельсона и др. Не отступая от традиций, мы будем использовать общепринятые термины и определения, касающиеся так называемых методов измерений в оптической радиометрии, имея в виду, что на самом деле это не метод измерений, а способ, методика или алгоритм выполнения измерений.

Условия измерений могут быть **нормальными, рабочими и предельными**.

Нормальные условия характеризуются совокупностью значений или областей значений влияющих величин, при которых изменением результата измерений пренебрегают вследствие малости. Условия измерений, при которых значения влияющих величин находятся в пределах рабочих областей, именуются рабочими условиями. Предельные условия характеризуются экстремальными значениями измеряемой и влияющих величин, которые средство измерений может выдержать без разрушений и ухудшения его метрологических характеристик.

Обратимся к последнему элементу схемы, рис. 1.2.

Погрешностью результата измерения (погрешностью измерения) является характеристика результата измерения, представляющая собой отклонение найденного значения измеряемой физической величины от ее истинного (действительного) значения. При этом необходимо упомянуть о часто встречающейся путанице в понятиях «точность» и «погрешность» измерения. **Точность измерений** — одна из характеристик качества измерения, отражающая близость к нулю погрешности результата измерения. Это означает, что высокая точность измерений соответствует малым погрешностям, и наоборот. Количественно точность может быть выражена обратной величиной модуля относительной погрешности. Например, если погрешность измерений равна $10^{-2}\% = 10^{-4}$, то точность равна 10^4 .

Поэтому расхожее выражение, например, «измерение с точностью до долей процента» неправильно, а правильно говорить о погрешности в доли процента.

1.2.2. Неопределенность результатов измерения. С середины 70-х годов прошлого века рядом метрологов из разных стран был поднят дискуссионный вопрос о наличии или отсутствии истинного значения измеряемой физической величины. Утверждалось, что истинное значение **всегда остается неизвестным**, и результат измерения следует выражать получаемым значением с оценкой не погрешности, а **неопределенности результатов измерения, приемлемой для решаемой измерительной задачи**.

Краткая историческая справка [15]. В 1978 г., признавая отсутствие международного единства по вопросу выражения неопределенности результатов измерения, наиболее авторитетный мировой орган в метрологии — Международный комитет мер и весов (МКМВ) обратился к Международному бюро мер и весов (МБМВ) с просьбой рассмотреть эту проблему совместно с национальными метрологическими лабораториями и разработать рекомендацию [15].

МБМВ подготовило подробную анкету, включающую все интересующие вопросы, и разослало ее 32 национальным метрологическим лабораториям, которые, как известно, интересуются данным вопросом (и, с информативной целью, пяти международным организациям). К началу 1979 г. были получены ответы из 21 лаборатории. Почти все полагали, что важно прийти к принятой в международном масштабе методике для выражения неопределенности измерений и для суммирования частных составляющих неопределенности в одну общую неопределенность. Однако не было принято единого решения о методе, которым следует пользоваться. Тогда МБМВ организовало встречу с целью принятия единой и общепризнанной методики для выражения неопределенности; ее посетили эксперты из 11 национальных метрологических лабораторий. Рабочая группа по составлению отчета о неопределенностях разработала Рекомендацию INC-1 (1980) «Выражение экспериментальных неопределенностей». Рекомендация была принята МКМВ в 1981 г. и вновь утверждена в 1986 г. [15].

Задачу разработки подробного Руководства, основанного на Рекомендации Рабочей группы (которая является скорее кратким описанием, а не подробным предписанием), МКМВ передана Международной организации по стандартизации (ИСО), которая могла лучше выразить потребности, возникающие из широких интересов промышленности и торговли.

Ответственность была возложена на Техническую консультативную группу по метрологии ИСО (TAG 4), поскольку одной из ее задач является координация развития основных направлений в области измерений, которые представляют взаимный интерес для ИСО и шести организаций, принимающих участие вместе с ИСО в работе TAG 4: Международной электротехнической комиссии (МЭК), партнера ИСО по всемирной стандартизации; МКМВ и Международной организации законодательной метрологии (МОЗМ) — двух мировых метрологических организаций; Международного союза по чистой и прикладной химии (ИЮПАК) и Международного союза по чистой и прикладной физике (ИЮПАП), двух международных союзов, представляющих химию и физику, и Международной федерации клинической химии (МФКХ).

TAG 4, в свою очередь, учредила Рабочую группу 3 (ISO/TAG 4/WG 3), состоящую из экспертов, предложенных МБМВ, МЭК, ИСО и МОЗМ и назначенных председателем TAG 4. Перед ней была поставлена следующая задача:

— разработать руководящий документ, базирующийся на Рекомендации Рабочей группы МБМВ по составлению отчета о неопределенностях, который давал бы правила выражения неопределенности результатов измерения и использовался бы службами стандартизации, калибровки, аккредитации лабораторий и метрологии.

Цель данного руководства:

— обеспечить полную информацию о том, как составлять отчеты о неопределенностях;

— предоставить основу для международного сличения результатов измерения.

Результатом многолетней деятельности столь представительных международных метрологических организаций явилось Руководство по выражению неопределенности результатов измерения [15].

В нем неопределенностью результатов измерения рекомендовано считать параметр, связанный с результатом измерений и характеризующий рассеяние значений, которые достаточно обоснованно могли бы быть приписаны измеряемой величине.

Параметром может быть, например, стандартное отклонение (или число, кратное ему), или половина интервала, имеющего указанный уровень доверия ¹⁾.

Неопределенность результатов измерения состоит, в общем случае, из многих составляющих. Некоторые из этих составляющих могут быть оценены на основании статистического распределения результатов рядов измерений и могут характеризоваться экспериментальными стандартными отклонениями. Другие составляющие, которые также могут характеризоваться стандартными отклонениями, вычисляются из предполагаемого распределения вероятностей, основанного на опыте или другой информации.

Подразумевается, что результат измерения является лучшей оценкой значения измеряемой величины, и что все составляющие неопределенности, включая составляющие, обусловленные систематическими эффектами, например, связанные с поправками и эталонами, приводят к рассеянию.

На практике существует много возможных источников неопределенности при измерении, в том числе:

- a) неполное определение измеряемой величины;
- b) несовершенная реализация определения измеряемой величины;
- c) нерепрезентативная выборка — измеренный образец может не представлять определяемую измеряемую величину;
- d) неадекватное знание зависимости эффектов от условий окружающей среды, влияющих на измерение, или несовершенное измерение условий окружающей среды;
- e) субъективная систематическая погрешность оператора при снятии показаний аналоговых приборов;
- f) конечная разрешающая способность прибора или порог чувствительности;
- g) неточные значения, приписанные эталонам, используемым для измерения, и стандартным образцам веществ и материалов;
- h) неточные значения констант и других параметров, полученных из внешних источников и используемых в алгоритме обработки данных;
- i) аппроксимации и предположения, используемые в методе измерения и измерительной процедуре;
- j) измерения в повторных наблюдениях измеряемой величины при явно одинаковых условиях.

¹⁾ При оценке неопределенности измерения мерой рассеяния наблюдений рекомендовано [15] считать не среднее квадратическое, а стандартное отклонение, являющееся по существу синонимом СКО.

Эти источники не обязательно являются независимыми, и некоторые из источников от а) до i) могут вносить вклад в источник j)). Конечно, неизвестный систематический эффект не может быть учтен в оценке неопределенности результата измерения, но он вносит вклад в его погрешность.

При оценке точности эталонов, участвующих в международных сличениях, российские метрологи вынуждены представлять результаты воспроизведения единиц с оценкой не погрешности, а неопределенности результатов измерений в соответствии с Руководством [15].

Поэтому приведем здесь некоторые основные сведения о типах неопределенности, которые нам необходимы, когда в дальнейшем будут представлены конкретные примеры оценки неопределенности при определении результатов нескольких фотометрических экспериментов.

Начнем с терминов в контексте [15], а конкретизация их применительно к фотометрическим задачам заимствована нами из работ [4а, 16].

Стандартная неопределенность — неопределенность результата измерения, выраженная как стандартное отклонение.

Оценка (неопределенности) по типу А — метод оценивания неопределенности путем статистического анализа рядов наблюдений.

Оценка (неопределенности) по типу В — метод оценивания неопределенности иным способом, чем статистический анализ рядов наблюдений.

Суммарная стандартная неопределенность — стандартная неопределенность результата измерения, когда результат получают из значений ряда других величин, равная положительному квадратному корню суммы членов, причем члены являются дисперсиями или ковариациями этих других величин, взвешенными в соответствии с тем, как результат измерения изменяется в зависимости от изменения этих величин.

Расширенная неопределенность — величина, определяющая интервал вокруг результата измерения, в пределах которого, как можно ожидать, находится большая часть распределения значений, которые с достаточным основанием могли быть приписаны измеряемой величине.

Примечания.

1. Эта часть распределения может рассматриваться как вероятность охвата или уровень доверия для интервала.

2. Установление связи между конкретным уровнем доверия и интервалом, определенным расширенной неопределенностью, требует явных и неявных предположений относительно распределения вероятностей, характеризуемого результатом измерения и его суммарной стандартной неопределенностью. Уровень доверия, который может быть приписан этому интервалу, может быть известен только до той степени, в которой такие предположения могут быть оправданы.

Коэффициент охвата k — числовой коэффициент, используемый как множитель суммарной стандартной неопределенности для получения расширенной неопределенности, обычно находящийся в диапазоне от 2 до 3.

Приступим к описанию алгоритмов оценки неопределенности. Поскольку речь идет об эталонных измерениях, как правило, выполняемых на установках в ранге первичных и вторичных эталонов, имеются в виду **повторные измерения**.

В первую очередь при проведении подобных измерений оценивается стандартная неопределенность.

Оценка стандартной неопределенности по результатам повторных измерений. Значение x_i физической величины X_i может быть определено из показаний $x_{i,k}$ повторных независимых измерений при условии, что $1 \leq k \leq n$. Среднее x_i является оценкой значения величины, а стандартное отклонение среднего $s(x_i)$ представляет собой квадратный корень эмпирической дисперсии. Они рассчитываются статистическими методами:

$$x_i = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n x_{i,k}; \quad s(x_i) = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{k=1}^n (x_{i,k} - x_i)^2}. \quad (1.1)$$

Если количество показаний достаточно велико (на практике $n \geq 10$), то стандартное отклонение среднего считается стандартной неопределенностью $u(x_i)$, соответствующей значениям x_i величины X_i . Если стандартное отклонение $s_0(x_i)$ измерений такого типа известно по результатам $n_0 \geq 10$ предыдущих измерений и среднее значение рассчитано по показаниям $n \leq n_0$, то

$$u(x_i) = s(x_i) \quad \text{для } n \geq 10; \quad u(x_i) = s_0(x_i) \sqrt{\frac{n_0}{n}} \quad \text{для } n \leq n_0 \gg 10. \quad (1.2)$$

Этот метод «приписывания» значения и неопределенности некоторой величине, основанный на отдельных показаниях, называют «оценкой стандартной неопределенности типа А». Число степеней свободы ν_i , эффективное с точки зрения описания характера неопределенности, определяется выражением $\nu_i = n - 1$.

Коэффициент корреляции для одновременных повторных измерений. Значения $x_{i,k}$, $x_{j,k}$ для двух величин X_i , X_j могут оказаться коррелированными. Это означает, что существует неизвестная третья величина, которая оказывает влияние на значения двух других упомянутых величин. Корреляция между этими двумя значениями может иметь место, если они получены одновременно или, говоря более точно, если они найдены в период времени, который короче по сравнению с постоянной времени изменения третьей величины.

Эмпирическая ковариантность $s(x_i, x_j)$ характеризует степень корреляции двух средних значений и является положительной, хотя возможны и отрицательные ее значения. Исходя из ковариантности $s(x_i, x_j)$ и двух соответствующих дисперсий $s(x_i)$, $s(x_j)$, можно рассчитать коэффициент корреляции $r(x_i, x_j)$ двух средних значений; при этом возможные значения будут ограничены интервалом $|r(x_i, x_j)| \leq 1$:

$$s(x_i, x_j) = \frac{\sum_{k=1}^n (x_{i,k} - x_i)(x_{j,k} - x_j)}{n(n-1)};$$

$$r(x_i, x_j) = \frac{\sum_{k=1}^n (x_{i,k} - x_i)(x_{j,k} - x_j)}{\sqrt{\sum_{k=1}^n (x_{i,k} - x_i)^2 \sum_{k=1}^n (x_{j,k} - x_j)^2}}. \quad (1.3)$$

Составляющая неопределенности $u(x_i, x_j)$ с учетом корреляции двух величин рассчитывается как произведение их стандартных неопределенностей и коэффициента корреляции:

$$u(x_i, x_j) = u(x_i)u(x_j)r(x_i, x_j). \quad (1.4)$$

Примечание. Корреляция двух величин возникает в результате влияния третьей величины, специфически воздействующей на две другие. В случае если коэффициент корреляции положителен, отношение этих двух величин сильно снижает это влияние, в то время как при отрицательном коэффициенте корреляции их произведение практически устраняет влияние третьей величины.

Другие способы оценки стандартной неопределенности. Обычно выходная величина образуется в результате суммарного воздействия нескольких входных величин, но часто многие из них оказывают незначительное влияние на значение выходной величины. Поэтому нет необходимости в проведении новых измерений этих входных величин. Из результатов предыдущих измерений может быть известно, что значения этой величины симметрично распределены в интервале, ограниченном пределами a_- , a_+ . Тогда для среднего значения x_i и полуширины a получим, что

$$x_i = \frac{a_- + a_+}{2}; \quad a = \frac{a_- - a_+}{2}. \quad (1.5)$$

Равномерное прямоугольное распределение вероятностей в пределах интервала — это самый распространенный случай (если нет никакой другой информации). Тогда соответствующая стандартная неопределенность для этой величины равна

$$u(x_i) = \frac{a}{\sqrt{3}}. \quad (1.6)$$

Если изменение значения некоторой величины в пределах интервала полуширины a подчиняется синусоидальному закону с периодом, много меньшим продолжительности измерения, то соответствующая стандартная неопределенность для этой величины определяется из уравнения (синусоидальный вариант)

$$u(x_i) = \frac{a}{\sqrt{2}}. \quad (1.7)$$

В случае если значение величины изменяется в пределах интервала полушириной a в соответствии с треугольным распределением с максимумом в центре, тогда соответствующая стандартная неопределенность для этой величины рассчитывается следующим образом (треугольный вариант):

$$u(x_i) = \frac{a}{\sqrt{6}}. \quad (1.8)$$

Пусть значения ε некоторой величины малы $|\varepsilon| \leq a \neq 0$ и изменяются по закону прямоугольного распределения вероятностей в интервале с полушириной a , причем упомянутая величина является аргументом функции, симметричной относительно центра интервала (например, косинусоидальная функция, $x_i = \cos^g \varepsilon \approx 1 - g\varepsilon^2/2$, проекция некоторой области). Тогда зна-

чения x_i и стандартная неопределенность $u(x_i)$ определяются в соответствии с выражениями

$$x_i = \cos^g \varepsilon \rightarrow x_i = 1 - g \frac{a^2}{6}; \quad u(x_i) = g \frac{a^2}{\sqrt{45}}. \quad (1.9)$$

В некоторых случаях в уравнении (1.9) удобнее приравнять x_i единице и включить поправку в суммарную стандартную неопределенность:

$$x_i = \cos^g \varepsilon \rightarrow x_i = 1; \quad u(x_i) = g \frac{a^2}{\sqrt{20}}. \quad (1.10)$$

Этот метод «приписывания» значения и неопределенности некоторой величине, основанный на определенной форме распределения, называют «оценкой стандартного отклонения типа В». С учетом данной оценки количество степеней свободы ν_i определяется как $\nu_i = \infty$. Наличие неограниченного числа степеней свободы следует принимать во внимание всякий раз, когда, кроме характера распределения, отсутствует прочая информация.

1.2.3. Представление неопределенности. Стандартная неопределенность лежит в основе любых расчетов и используется в большинстве случаев. Во многих случаях более удобно относительное представление, и возможно преобразование стандартной неопределенности $u(x_i)$ в относительную неопределенность $w(x_i)$, если значение $x_i \neq 0$, т. е. отлично от нуля:

$$w(x_i) = u_{\text{отн}}(x_i) = \frac{u(x_i)}{|x_i|}. \quad (1.11)$$

Суммарная стандартная неопределенность одной выходной величины. Выходное значение y рассчитывается на основе нескольких значений входных величин $x = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ согласно модели $y = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ ¹⁾. Из модели **величин** определяются производные c_i и затем подставляются входные значения соответствующих величин:

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_n); \quad c_i = \left. \frac{\partial F}{\partial X_i} \right|_{x_i}. \quad (1.12)$$

С помощью этой модели рассчитывается суммарная стандартная неопределенность $u(y)$ для значения выходной величины в виде линейной аппроксимации с использованием стандартных неопределенностей $u(x_i, x_j) = u(x_i) \times u(x_j)r(x_i, x_j)$ для $1 \leq i, j \leq n$ (см. уравнение (1.4)):

$$u^2(y) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n c_i c_j u(x_i) u(x_j) r(x_i, x_j); \quad r(x_i, x_i)^{\text{def}} = 1. \quad (1.13)$$

Существуют четыре случая, различающихся корреляцией входных величин. В первом случае, который считается самым распространенным, корреля-

¹⁾ К моделям величин мы вернемся в дальнейшем при рассмотрении примеров измерений фотометрических величин.

ция отсутствует:

$$u^2(y) = \sum_{i=1}^n [c_i u(x_i)]^2; \quad r(x_i, x_j) = 0 \quad \text{при } i \neq j. \quad (1.14)$$

В ситуации, которая считается скорее теоретической, предполагается, что все величины на входе полностью коррелированы, а коэффициент корреляции равен единице:

$$u^2(y) = \left[\sum_{i=1}^n c_i u(x_i) \right]^2; \quad r(x_i, x_j) = 1. \quad (1.15)$$

Комбинация из этих двух уравнений (1.14) и (1.15) применима в случае **однородной положительной** корреляции всех входных величин при коэффициенте корреляции, меньшем единицы, и при коэффициенте корреляции, равном единице, для элементов, расположенных по диагонали используемой матрицы неопределенностей.

Примечание. Этот тип корреляции может оказаться справедливым для спектрального распределения при расчете с использованием сглаженных или аппроксимированных начальных данных или представленных на длинах волн, или в интервалах длин волн, отличных от принятых при первоначальном измерении:

$$0 \leq r(x_i, x_j) = r \leq 1 \quad \text{для } i \neq j;$$

$$u^2(y) = (1-r) \sum_{i=1}^n [c_i u(x_i)]^2 + r \left[\sum_{i=1}^n c_i u(x_i) \right]^2. \quad (1.16)$$

Между всеми входными значениями могут существовать разные коэффициенты корреляции. Поэтому уравнение (1.13) может быть представлено в следующем виде:

$$-1 \leq r(x_i, x_j) \leq 1 \quad \text{для } i \neq j;$$

$$u^2(y) = \sum_{i=1}^n [c_i u(x_i)]^2 + 2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n c_i c_j u(x_i) u(x_j) r(x_i, x_j). \quad (1.17)$$

Расширенная неопределенность. Значения некоторой величины и соответствующей стандартной неопределенности подчиняются закону распределения вероятностей этой величины. Если отсутствует иная информация, то следует принимать нормальное (гауссово) распределение без ограничения числа степеней свободы $\nu \rightarrow \infty$.

Для многих приложений результатом измерения должен быть интервал, центром которого является искомое значение с заданной вероятностью того, что в процессе повторных измерений оно будет находиться в пределах этого интервала. Такое представление результата измерения называют измерением с расширенной неопределенностью U .

При нормальном распределении $\nu \rightarrow \infty$, коэффициент охвата $k = k(\nu \rightarrow \infty) = 2$. Это означает, что с вероятностью, равной 95,45 %, искомое значение

находится в этом интервале. Функция $k(\nu)$ табулирована для нескольких уровней вероятности, причем рекомендуется уровень, соответствующий $k = 2$:

$$U = ku(y), \quad k = k(\nu). \quad (1.18)$$

В случае, если вычисление значений и соответствующих стандартных неопределенностей осуществляется по типу A , а количество отсчетов равно n , то число степеней свободы всегда ограничено: $\nu_i = n - 1$. Таким образом, суммарная неопределенность выходной величины с учетом вклада входных величин также ограничена числом степеней свободы. Эффективная степень свободы $\nu_{\text{эф}}$ выходной величины y со стандартной неопределенностью $u(y)$ рассчитывается по формуле Уэлча–Саттертвейта с учетом вкладов $u_i(y)$ суммарных входных величин x_i , с соответствующими стандартными неопределенностями $u(x_i)$, и их степеней свободы ν_i :

$$\nu_{\text{эф}} = \frac{u^4(y)}{\sum_{i=1}^n \frac{u_i^4(y)}{\nu_i}}. \quad (1.19)$$

1.2.4. Представление результата измерения. *Выходная величина и модель.* Полное представление результата измерения можно разделить на 4 этапа. Выходная величина должна быть определена точно и однозначно. В кратком описании методики измерений должно быть указано, какие показания снимаются и какой эталон используется. Описание должно содержать такое количество информации, чтобы была понятна модель, принятая для оценки численного результата. Модель представляет собой аппроксимированную алгебраическую форму, отображающую сводные данные о метрологической процедуре. Все отдельные итерации этой аппроксимации должны быть объяснены. Модель является основой для расчета значений и соответствующих стандартных неопределенностей; она должна полностью включать в себя все величины и соотношения.

Входные величины и их источник. Для всех входных величин, упомянутых в модели, необходимо установить источник их происхождения и соответствующих им неопределенностей. При наличии эталонных значений должна быть установлена связь с ними, а также со значениями, принятыми в результате ключевых сличений. Любая другая доступная информация (например, относительно корреляции с другими значениями или о степенях свободы) должна сопровождаться пояснениями. Вся информация используется для подготовки таблицы под названием «составляющие неопределенности».

Перечень составляющих неопределенности. Перечень составляющих неопределенности включает в себя все величины, упомянутые в модели, и дает определенное количество информации для каждой графы таблицы. Как минимум, должны быть указаны название величины и ее символ, значение, стандартная неопределенность, коэффициент чувствительности и вклад в стандартную неопределенность значения выходной величины. Кроме того, могут быть включены количество составляющих, тип распределения оцениваемой величины и число степеней свободы. С учетом всех составляющих и их вкладов рассчитывается стандартная неопределенность выходной величины

и учитывается возможная корреляция. Учет составляющих неопределенности позволяет отделить существенный вклад от несущественного.

Число степеней свободы для выходной величины и соответствующая стандартная неопределенность определяются вместе со связанным с ними коэффициентом охвата и расширенной неопределенностью при заданном уровне значимости. Окончательный протокол должен включать в себя название выходной величины, ее значения и соответствующую неопределенность вместе с уровнем значимости, достигающим приблизительно 95 %, и коэффициентом охвата $k = 2$. При эффективном числе степеней свободы, меньшем 50, коэффициент охвата должен быть определен с вероятностью 95,45 %, и в окончательном протоколе должны быть приведены число степеней свободы и коэффициент охвата.

Выражение неопределенности. Неопределенность измерения выражается в виде числа, состоящего максимум из двух значащих цифр. Значение выходной величины должно отображаться с такой же точностью.

Рассмотрение практически всех аспектов этого нового для отечественной метрологии понятия логично завершить ответом на вопрос: какова связь погрешности и неопределенности, и почему при выполнении ответственных (как правило, эталонных) измерений предпочтительно пользоваться второй из этих двух оценок точности результата?

При разработке, исследованиях и испытаниях средства измерений любого точностного ранга, включая эталон, удобно анализировать составляющие погрешности и оценивать ее суммарное значение, хотя, как справедливо отмечено в [15], **точное значение погрешности результата измерения, как правило, неизвестно и непознаваемо.** Действительно, нахождение точного значения погрешности (а, следовательно, и точного значения измеряемой величины) сопряжено, как минимум, с тремя обязательными процедурами: получения достоверной информации о законах распределения вероятностей составляющих случайной погрешности; обеспечения устойчивых, надежных статистических свойств ряда наблюдений (отсчетов) измеряемой величины; исключения или компенсации систематической составляющей погрешности. Ни одна из этих процедур не выполняется с достоверностью, позволяющей утверждать, что при измерении стало известным точное значение получаемого результата.

Коль скоро это так, и истинное значение измеряемой величины определяется с «неточно получаемой» погрешностью с указанием доверительных интервала и вероятности, то, по мнению авторов [15], все, что можно сделать — это оценить значения входных величин, включая поправки на известные систематические эффекты вместе с их оцененными стандартными отклонениями, обусловленными как неизвестными распределениями вероятностей, выборки для которых получают путем повторных наблюдений, так и субъективными или **априорными** распределениями, основанными на всей имеющейся информации, а затем рассчитать результат измерения по оцененным значениям входных величин и суммарную стандартную неопределенность этого результата — по стандартным неопределенностям этих оцененных значений. Только в случае, если есть твердая уверенность в том, что все эти операции были выполнены правильно и все значимые систематические эффекты были учтены, можно предположить, что результат измерения является надежной оценкой

измеряемой величины и что его суммарная стандартная неопределенность является надежной мерой ее **возможной** погрешности.

Следовательно, неопределенность измерения выражает тот факт, что для данной измеряемой величины и для данного результата ее измерения нет единственного значения, а есть бесконечное число значений, рассеянных вокруг результата, который согласуется со всеми наблюдениями и данными, а также со знанием физического мира, и который с различной степенью уверенности может быть приписан измеряемой величине.

Таким образом, понятию «неопределенность измерения» следует приписать в известной мере философское толкование, основанное на невозможности точного определения истинного значения измеряемой величины. Поэтому оценкой с учетом достаточно надежной априорной и апостериорной информации служит **интервал значений**, в котором пребывает искомый результат измерений.

Понятие «погрешность измерения» при тщательном анализе ее составляющих и не менее надежной априорной и апостериорной информации было и остается в отечественной метрологии удобным и доступным для измерителя любого ранга.

В зависимости от решаемой измерительной задачи можно выбирать любой из двух способов оценки точности результата измерений: либо утверждать, что истинное значение величины гарантированно находится в найденном интервале с приписываемым коэффициентом охвата (суммарная или расширенная неопределенность измерения), либо считать экспериментально определенное значение величины истинным с указанием доверительных интервала и вероятности (погрешность измерения).

Глава 2

ОПТИЧЕСКАЯ РАДИОМЕТРИЯ КАК ОБЛАСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ

В обширной русскоязычной научно-технической литературе, посвященной различным аспектам измерений параметров и характеристик оптического излучения, в последние десятилетия бытуют такие термины и определения, как «оптико-физические измерения», «энергетическая фотометрия», «импульсная фотометрия», «голографические измерения» и пр. На самом деле это разные «ответвления» оптической радиометрии и полезно с единых методологических позиций классифицировать те направления измерительной техники, которым присвоены эти названия, обобщить и свести их в одну **область измерений**. Такое «упорядочение» позволит рассмотреть и по возможности унифицировать рекомендуемые методы и средства измерений при решении существенно, на первый взгляд, отличающихся друг от друга измерительных задач, присущих **видам и подвидам измерений**.

Напомним [7], что **областью измерений** называется совокупность измерений физических величин, свойственных какой-либо области науки и техники и выделяющихся своей спецификой.

Вид измерений — это часть области измерений, имеющая свои особенности и отличающаяся однородностью измеряемых величин.

Наконец, **подвидом измерений** считается часть вида измерений, выделяющаяся особенностями измерений однородной величины (по диапазону, по размеру величины и др.).

2.1. Оптическое излучение как источник и переносчик измерительной информации

Вернемся к термину «оптическая радиометрия». Добавление прилагательного «оптическая» понадобилось нам для того, чтобы ограничить эту область измерений именно оптическим излучением, поскольку вообще **радиометрия охватывает измерение энергетических величин, характеризующих излучение**. Интересующим нас носителем измерительной информации об исследуемом объекте (например, об источнике излучения) является **оптическое излучение, т. е. электромагнитное излучение какого-то источника в интервале длин волн от 1 нм до 1 мм, охватывающем ультрафиолетовый (УФ), видимый и инфракрасный (ИК) участки спектра**. В этом смысле источники оптического излучения можно разделить на **самоизлучающие и несамоизлучающие**. Источник любой из этих двух групп «поставляет» средству измерений некоторое количество электромагнитной энергии в виде потока оптического излучения, имеющего физический смысл переносимой полем средней мощности и часто именуемого в дальнейшем для краткости просто **потоком**.

В видимой области спектра, т. е. в диапазоне длин волн, находящемся между границами $\sim 380\text{--}400$ нм и $\sim 760\text{--}780$ нм, этот поток называется **световым потоком**.

Поток самоизлучающего источника является в известном смысле его «врожденным» свойством, в то время как для несамоизлучающего источника он «порождается» обязательным наличием или введением в измерительный канал оптического элемента, у которого показатель преломления отличается от такового для среды распространения. В первом случае условно поток можно именовать первичным, во втором — вторичным. В обоих случаях измерительная информация об объекте «закодирована» в сигнале либо естественно (для самоизлучающего источника), либо искусственно (для несамоизлучающего источника).

К числу **важнейших параметров оптического излучения, отображающих те или иные его свойства, в первую очередь относятся интенсивностные, спектральные, временные и пространственные параметры.**

Интенсивностными параметрами служат поток (мощность) и энергия излучения.

Принято частоту в оптическом диапазоне длин волн обозначать через ν , а частоту следования импульсов излучения — через f или $f_{\text{сл}}$.

Режим излучения характеризуется его длительностью. В дальнейшем изложении наиболее часто будут встречаться непрерывный и импульсный режимы излучения, причем во втором случае имеют место преимущественно однократные импульсы (моноимпульсы) или импульсные последовательности, обычно именуемые **импульсно-модулированным излучением**. Параметром, как правило, служит длительность импульса τ_n [с] и частота следования (повторения) импульсов $f_{\text{сл}}$ [Гц].

Рассматриваемое нами оптическое излучение, наряду с упомянутыми ранее параметрами описывается присущими ему пространственными характеристиками, при этом наиболее полной характеристикой служит распределение плотности интенсивности (мощности или энергии) в пределах изучаемых поверхности или объема. В этой книге рассмотрению подлежат интенсивности оптического излучения, существенно превышающие пороговые значения (последние характерны обычно для оптико-электронных систем обнаружения слабых сигналов).

Интерес может представлять пространственное распределение как абсолютных, так и относительных значений плотности мощности или энергии. Во втором случае они приводятся (нормируются) к максимальному значению этой величины. Для направленных потоков оптического излучения (в первую очередь, лазерного) по распределению интенсивности в поперечном сечении пучка определяют такие параметры, как его расходимость, диаметр, координаты энергетического центра.

Появление в середине прошлого века лазеров вызвало повышенный интерес к двум «врожденным» свойствам оптического излучения лазера — **когерентности** и состоянию **поляризации**.

С появлением лазеров важное практическое значение приобрели вопросы интерференции и дифракции когерентного излучения. Высокая временная и пространственная когерентности излучения лазеров позволяют по новому рассматривать вопросы интерференции и дифракции.

Многочисленные применения высококогерентного оптического излучения вынудили пользователей обратить внимание на волновой фронт, его градиент и распределение фазы в направлении распространения поля.

Распределением фазы (фазовым распределением) называется двухкоординатное распределение значений фазы в данном поперечном сечении относительно ее значения на оси пучка. В последние годы проявляется интерес к измерениям **градиентов волнового фронта и фазы**. Понятие градиента хорошо известно из теории любого поля: **градиентом** именуется вектор, показывающий направление наискорейшего изменения данного скалярного поля.

Законам геометрической оптики подчиняются такие явления, как **отражение, преломление и пропускание волнового поля** в средах с различными друг от друга оптическими свойствами. Эти явления характеризуются соответствующими коэффициентами или показателями.

Столь обширная совокупность явлений параметров и характеристик, отображающих различные свойства оптического излучения и обладающих рекордной информативностью, привела к всестороннему использованию оптических сигналов при измерениях величин, характеризующих источники излучения и оптические среды и формированию совокупности видов и подвидов измерений, охватываемых оптической радиометрией как областью измерений. Приведем общепринятые [17] толкования ряда важнейших терминов и определений, поясняющих суть этих видов и подвидов оптической радиометрии.

Фотометрией именуется вид измерения величин, характеризующих излучение по производимому им зрительному ощущению (в условиях, определяемых известными соглашениями).

Колориметрией называется вид измерения цвета, основанного на свойствах глаза и выполняемого в соответствии с международными соглашениями.

Очевидно, что оба эти вида измерений охватывают лишь видимый диапазон спектра оптического излучения, где основной величиной служит световой поток.

К подвидам фотометрии можно отнести **рефлектометрию** и **рефрактометрию**, занятые измерениями, соответственно, коэффициентов отражения и показателей преломления веществ. Правда, необходимо отметить, что эти измерения в последнее время нередко выполняются в УФ и ИК диапазонах спектра. Поэтому, строго говоря, оба эти подвида правильнее было бы отнести к оптической радиометрии в целом. Однако в этой области измерений сильны традиции и мы не будем их нарушать.

Подвид измерений оптических плотностей пропускающих или отражающих образцов называется **денситометрией**. Измерениями состояния поляризации занимается **поляриметрия**, которую следует отнести к видам измерений.

Широкое распространение получили два вида измерений — **спектрорадиометрия** и **спектрофотометрия**. Измерение спектральной плотности энергетической величины, характеризующей оптическое излучение, именуется **спектрорадиометрией**, а измерение отношения двух спектральных величин, характеризующих оптическое излучение или образец — **спектрофотометрией**. Измерения коэффициентов отражения (рефлектометрия) и поглощения часто считаются подвидами спектрофотометрии.

Измерения параметров и характеристик лазерного излучения будем именовать **лазерометрией**, несомненно являющейся самостоятельным видом измерений, имеющим важное научное и прикладное значение.

Наряду с упомянутыми фундаментальными науками — оптикой и метрологией — основой современной оптической радиометрии следует признать и **фотонику** — научное направление, охватывающее генерацию, передачу, развертку, преобразование, усиление и детектирование оптического излучения, включая оптические компоненты и приборы, лазеры, другие типы излучателей, волоконную оптику, электронно-оптическую аппаратуру и программное обеспечение обработки информации.

Особо следует отметить расширяющееся распространение волоконно-оптических измерительных преобразователей, часто именуемых волоконно-оптическими датчиками (ВОД). Если с середины 50-х годов прошлого века интенсивно развивались и широко применялись методы и средства электрических измерений неэлектрических величин, то в 80-х годах к ним добавились методы и средства фотоники на основе ВОД разных принципов преобразования: амплитудных, фазовых, частотных, поляризационных, интерференционных, дифракционных и пр. Широкая номенклатура ВОД обеспечила возможность высокопомехоустойчивых одно- и многоточечных измерений практически всех физических и ряда химических величин.

2.2. Оптоэлектрическое измерительное преобразование

Нетрудно представить, что ни один физически реализуемый тип измерительного преобразователя не способен безынерционно воспринять и отобразить оптическую величину, т. е. изменение параметров электромагнитных волн, происходящее в диапазоне частот от $3 \cdot 10^{11}$ до $3 \cdot 10^{17}$ Гц (диапазон длин волн от 1 мм до 1 нм). Следовательно, любое современное измерение оптической величины требует использования совокупности измерительных преобразований информации об объекте, включающей преобразования одних физических величин в другие, масштабные преобразования, дискретизацию во времени и квантование по уровню измерительных сигналов, а также их регистрацию в оперативных и (или) долговременных запоминающих устройствах.

Как указывалось ранее, совокупность физических явлений, на которых основаны измерения, именуется **принципом измерений**. Обычно принято, что название принципа измерений проистекает от наименования основополагающего в конкретном измерительном процессе преобразования изучаемой физической величины в другую физическую величину, являющуюся носителем сигнала измерительной информации, претерпевающего ряд последующих преобразований или непосредственно регистрируемого на носителе для использования в дальнейшем в соответствии с выбранным алгоритмом обработки.

В рассматриваемых измерительных процессах в подавляющем большинстве случаев поток с помощью измерительного преобразователя того или иного принципа действия преобразуется в электрический сигнал измерительной информации либо непосредственно, либо с промежуточной регистрацией на оптическом носителе и последующим считыванием электрическими методами и средствами.

Следовательно, можно утверждать, что в современной технике измерений параметров и характеристик оптического излучения превалирует **оптоэлектрическое измерительное преобразование**.

Остановимся более подробно на оптоэлектрическом измерительном преобразовании, структура которого представлена на рис. 2.1.

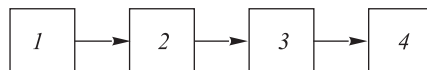


Рис. 2.1. Структура оптоэлектрического измерительного преобразования: 1 — источник излучения; 2 — оптический элемент или система; 3 — первичный измерительный преобразователь — приемник излучения; 4 — измерительная цепь-система вторичного преобразования электрического сигнала, регистрации и обработки измерительной информации

Исследуемый или измеряемый объект 1 является источником как оптической мощности (или потока), так и переносимой потоком информации об интересующих экспериментатора свойствах, параметрах и характеристиках объекта. В общем случае поток попадает на вход оптического элемента или системы 2, не изменяющих физическую природу входной оптической величины. Вместе с тем, элементом или системой 2 осуществляется некое преобразование входного потока, которое при определенных рассмотренных ранее метрологических операциях можно считать **оптическим измерительным преобразованием**. (Например, если ИП градуирован или калиброван). Соответственно в этом случае элемент или систему 2 можно отнести к разряду оптических измерительных преобразователей (ОИП). Однако чаще всего приходится иметь дело просто с оптическими преобразователями (ОП), играющими роль «оптических трансформаторов», просто согласующих параметры пучка с параметрами следующего в цепочке действительно измерительного преобразователя.

Выходной поток ОП (или ОИП) попадает на рабочую площадку приемника излучения 3, преобразующего оптическую величину в физическую величину другой природы, как правило, в электрическую (ток, напряжение, изменения пассивных параметров электрических цепей, частоты или фазы). Если между входным оптическим сигналом и выходным электрическим сигналом приемника излучения имеется однозначная функциональная зависимость (характеристика или коэффициент преобразования), приписываемая приемнику и выдерживаемая им в течение определенного времени с гарантированной точностью, то такой приемник излучения относится к разряду первичных **оптоэлектрических измерительных преобразователей (ОЭИП)**, определяющих, как правило, принцип измерений.

На этом собственно оптоэлектрическое измерительное преобразование заканчивается, далее выходной электрический сигнал ОЭИП может претерпевать ряд традиционных и достаточно универсальных последующих измерительных преобразований, сводящихся к регистрации и отображению результатов измерений, включая и возможную их математическую обработку. Эту часть измерительной системы (4 на рис. 2.1) в дальнейшем будем именовать **измерительной цепью**.

Таким образом, оптоэлектрическое измерительное преобразование является основной частью измерительного процесса, осуществляемого методом прямого преобразования измеряемой оптической величины в электрический сиг-

нал измерительной информации. Это означает, что подобные измерительные процессы присущи просто одной из разновидностей электрических измерений неэлектрических величин, теоретические и методологические основы которых хорошо изучены в научных школах проф. А.М. Туричина и П.В. Новицкого (Санкт-Петербург) и проф. Ф.Е. Темникова и Р.Р. Харченко (Москва). Здесь необходимо сделать три существенных, на наш взгляд, замечания.

Во-первых, в практике измерений оптических величин не всегда происходит непосредственно оптоэлектрическое преобразование в электрические сигналы с их последующей регистрацией и обработкой. Например, оптические сигналы от объекта или выходные сигналы ОИП могут сначала непосредственно восприниматься и регистрироваться на промежуточном носителе (фотопленке, люминофоре, магнитной пленке и пр.), а затем с разнесением во времени визуальными или техническими средствами с преобразованием в электрические сигналы обрабатываться по желанию оператора.

Во-вторых, оптоэлектрическое измерительное преобразование имеет место тогда и только тогда, когда входные измерительные преобразователи проградуированы или прокалиброваны в единицах измеряемой оптической величины. В противном случае даже при наличии в так называемом измерительном канале всех атрибутов ОЭИП речь идет только о визуализации процесса отбора и преобразования качественной информации об объекте, т. е. о чистой эвристике. Образно говоря, нет меры — нет измерений. Примеров тому в рассматриваемой области техники предостаточно: многочисленные приемники излучений, регистрирующие среды, оптико-механические и электронно-оптические камеры, фото- и кинотехника и пр., не будучи подвергнуты соответствующим метрологическим процедурам по оптическому входному измерительному сигналу, не являются ни ИП, ни измерительными приборами, а только средствами отображения и субъективного восприятия оператором оптических процессов и явлений.

В-третьих, до последнего времени при измерениях оптических величин преимущественно (практически всегда) пользуются методом прямого преобразования. Вместе с тем, существенными метрологическими достоинствами обладает метод уравнивающего преобразования, причем для достижения максимальной эффективности метода уравнивающего преобразования необходимо цепью обратного преобразования охватить все СИ с выхода на вход, а для этого требуются обратные ИП, т. е. в нашем случае первичные **электрооптические измерительные преобразователи (ЭОИП)**. При этом существенно облегчаются требования к ОЭИП, ибо они в методе уравнивающего преобразования работают в режиме нуль-органа, в задачу которого входит обнаружение величины и знака отклонения от равновесия. При достаточно малом пороге чувствительности нуль-органа достигается почти полное равновесие, и погрешность прибора почти исключительно определяется погрешностью ЭОИП.

Стандартизованное определение ИП приведено ранее. Однако применительно к предмету нашего рассмотрения можно допустить и другое его определение — это техническое устройство, построенное на определенном физическом принципе действия, выполняющее одно частное измерительное преобразование. Ранее термин «датчик» относился к числу нерекомендуемых, однако в измерительной технике он получил широкое распространение, и мы в дальнейшем при необходимости будем пользоваться понятием датчика прибора той

или иной величины как конструктивной совокупности ряда ИП, размещаемых непосредственно у объекта измерения. Например, датчиком мощности лазерного излучения является единый конструктивный узел, состоящий из элемента входной оптики, приемника излучения и предварительного усилителя.

Таким образом, структура прямого оптоэлектрического измерительного преобразования включает в качестве звеньев измерительного процесса источник излучения, ОП (или ОИП), ОЭИП и измерительную цепь. В некоторых случаях ОП (ОИП) может не входить в состав СИ или вообще отсутствовать. В результате на воспринимающий оптическое излучение элемент этой цепочки преобразователей, образующих СИ, воздействует **входная оптическая величина**, преобразуемая в **выходную величину**, значение которой отображается современным аналоговым или дискретным регистрирующим устройством.

Полученное общее представление об оптоэлектрическом преобразовании и его роли в оптической радиометрии позволяет перейти в следующей части книги к детальному рассмотрению отдельных типов преобразователей. Как упоминалось ранее, мы преднамеренно не говорим однозначно именно об ИП, поскольку используемые в оптической радиометрии преобразователи оптических величин в оптические, оптических в электрические и электрических в оптические в рассматриваемых измерительных схемах часто являются элементами лишь согласования размеров преобразуемых величин и параметров, т. е. своеобразными «трансформаторами». У преобразователей подобного назначения не нормируются метрологические характеристики, но от их эффективности зависит в целом качество измерительного процесса.

Соображениями целесообразности продиктовано рассмотрение во второй части книги преобразователей только трех упомянутых типов. Ознакомление с ИП типа АЦП, ЦАП и им подобными, а также с логическими элементами, операционными усилителями, стабилизаторами тока и напряжения выходит за рамки книги, поскольку они не специфичны для оптической радиометрии, а описаны во многих монографиях, посвященных аналоговой и цифровой схемотехнике (например, [18]).

2.3. Измеряемые величины и принятые обозначения

Измеряемые методами и средствами оптической радиометрии величины и параметры многочисленны и разнообразны, равно как и их обозначения. Поэтому познакомимся с наиболее распространенными из них, а остальные будут рассматриваться и обозначаться по мере необходимости.

В дальнейшем нам придется иметь дело, во-первых, с измерениями энергетических (физических [17]) и световых (фотометрических) величин, а, во-вторых, наряду с интегральными величинами измерениям часто будут подлежать спектральные величины.

Поэтому **энергетические величины**, которые, в отличие от [17], будем часто именовать **радиометрическими**, получают при обозначении индекс «е», а **световые (фотометрические) величины** — индекс « ν ». Например, поток излучения обозначается как Φ_e , а световой поток — как Φ_ν . Если в тексте речь будет идти о данной физической величине независимо от ее «спектральной принадлежности», индексы могут быть опущены.

Эти замечания об индексах не относятся к измерениям параметров и характеристик лазерного излучения, где стандартизована своя система обозначений, с которой мы познакомимся при рассмотрении этого вида измерений.

Исторически первыми формировались основы измерений фотометрических величин, опиравшиеся в качестве основной физической величины на силу света I_ν и ее единицу канделу. Световые величины и единицы, их определения, соотношения между ними, обозначения и геометрическая трактовка наглядно представлены в табл. 2.1, заимствованной из [19].

Соответствующие энергетические аналоги световых величин:

- энергетическая сила света; сила излучения (источника в некотором направлении) I_e [Вт · ср⁻¹];
- энергетическая яркость L_e [Вт · ср⁻¹ · м⁻²];
- поток излучения; мощность излучения Φ_e [Вт];
- энергия излучения Q_e [Дж];
- энергетическая освещенность; облученность (в точке поверхности) E_e [Вт · м⁻²].

Если нет особых указаний, то световой поток относится к дневному зрению и связывается с потоком излучения соотношением [17]

$$\Phi_\nu = K_m \int \frac{d\Phi_e}{d\lambda} V(\lambda) d\lambda,$$

где $\frac{d\Phi_e}{d\lambda} d\lambda$ — поток излучения, заключенный в интервале длин волн между λ и $\lambda + d\lambda$; $V(\lambda)$ — табулированная функция, именуемая **относительной спектральной световой эффективностью**; K_m — максимальная спектральная световая эффективность (видность), равная 683 лм · Вт⁻¹.

Оптические свойства тел также имеют определения и обозначения. Упомянем здесь лишь наиболее распространенные из них.

Коэффициентом отражения (ρ_e , ρ_ν , ρ) именуется безразмерная величина, равная отношению отраженного потока к падающему потоку. Существуют три вида отражения: зеркальное (ρ_r), диффузное (ρ_d) и смешанное ($\rho = \rho_r + \rho_d$).

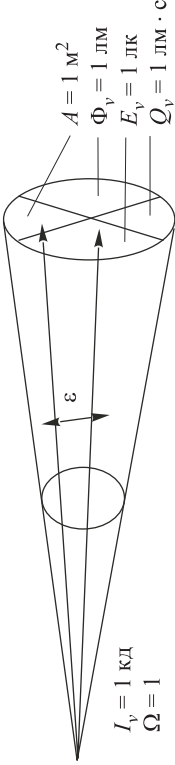
Коэффициентом пропускания (τ_e , τ_ν , τ) именуется безразмерная величина, равная отношению прошедшего потока к падающему потоку. Существуют три вида пропускания: направленное (τ_r), диффузное (τ_d) и смешанное ($\tau = \tau_r + \tau_d$).

Коэффициентом поглощения (a_e , a_ν , a) именуется безразмерная величина, равная отношению поглощенного потока к падающему потоку.

Показателем преломления (среды для монохроматического излучения с длиной волны λ) именуется безразмерная величина ($n(\lambda)$, n), равная отношению скорости распространения излучения в вакууме к фазовой скорости монохроматического излучения в среде. Этот коэффициент равен отношению синусов угла падения ϑ_1 и угла преломления ϑ_2 при прохождении оптического пучка через поверхность, отделяющую вакуум от среды ($n = \sin \vartheta_1 / \sin \vartheta_2$).

Если данная оптическая величина рассматривается применительно к монохроматическому излучению, она представляет собой функцию длины волны λ (частоты ν , волнового числа σ) и имеет то же обозначение, что и соответствующая радиометрическая или фотометрическая величина, но к термину добав-

Таблица 2.1. Световые величины и единицы

Величина	Сила света	Яркость	Световой поток	Световая энергия	Освещенность
Единица	Кандела	Кандела на квадратный метр	Люмен	Люмен-секунда	Люкс
Сокращенное обозначение	кд	кд · м ⁻²	лм	лм · с	лк
Определение	Кандела — сила света в заданном направлении источника монохроматического излучения частоты 540 · 10 ¹² Гц, энергетическая сила света которого в этом направлении составляет 1/683 Вт/ср.	Кандела на квадратный метр — яркость равномерно светящейся плоской поверхности площадью 1 м ² в перпендикулярном ей направлении при силе света 1 кд (эталонный излучатель)	Люмен — световой поток, испускаемый точечным источником в телесном угле 1 ср при силе света 1 кд	Люмен-секунда — испускаемая или получаемая световая энергия в течение 1 с при световом потоке, равном 1 лм	Люкс — освещенность поверхности площадью 1 м ² при равномерно распределенном по ней световом потоке, падающего на нее излучения, равном 1 лм
Символ	I_ν	L_ν	Φ_ν	Q_ν	E_ν
Соотношение с другими величинами	Основная величина	$L_\nu = I_\nu / A$	$\Phi_\nu = I_\nu \Omega$	$Q_\nu = \Phi_\nu t$	$E_\nu = \Phi_\nu / A$
Пояснения	Ω — телесный угол; ε — угол конуса светового потока; индекс ν означает «визуальный» 				

ляется прилагательное **спектральный**, а за обозначением ставится в скобках $\lambda(\nu, \sigma)$. Например, спектральный поток излучения $\Phi_e(\lambda)$ или спектральный световой поток $\Phi_\nu(\lambda)$.

Если речь идет о **спектральной плотности** оптической величины, то нередко также используется прилагательное **спектральный**, но в него вкладывается другой смысл, а обозначением служит индекс $\lambda(\nu, \sigma)$. Однако во избежание путаницы мы будем в дальнейшем пользоваться термином **спектральная плотность**. Например, спектральная плотность потока излучения $\Phi_{e,\lambda}$, спектральная плотность светового потока $\Phi_{\nu,\lambda}$.

В дальнейшем нам придется достаточно часто иметь дело со спектральными плотностями:

- энергетической яркости (СПЭЯ, $L_{e,\lambda}$);
- энергетической освещенности (СПЭО, $E_{e,\lambda}$);
- силы излучения (СПСИ, $I_{e,\lambda}$);

а также с **относительным спектральным распределением энергии излучения** $S(\lambda)$, являющимся характеристикой спектральных свойств излучения источника.

Часть II

**ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА ОПТИЧЕСКОЙ
РАДИОМЕТРИИ**

Три типа преобразователей, составляющие «базис» любого СИ в оптической радиометрии и описанные в предыдущей части книги, требуют более детального рассмотрения их технических и метрологических свойств. Оно позволяет грамотно ориентироваться при выборе типовых или специализированных СИ в зависимости от условий и специфики решаемой измерительной задачи.

Глава 3

ОПТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ

Интересующие нас процессы и явления протекают в основном в средах, не обладающих электропроводностью, т. е. в диэлектриках (оптическая радиометрия проводящих сред типа жидкостей или тонких металлических слоев, в которых может распространяться оптическое излучение, является специфическим разделом этой области измерений, которому будет уделено внимание при описании методов и средств спектрофотометрии и рефрактометрии). Это означает, что все определяется только значениями диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостей, т. е., в конечном счете, **показателем преломления среды** $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$.

Источник оптического излучения представляет собой колебательную систему, в которой различные (в зависимости от физической природы излучателя) виды энергии преобразуются в электромагнитные волны оптического диапазона, распространяющиеся в той или иной среде. В однородных и изотропных диэлектрических средах ($n = \text{const}$) они распространяются прямолинейно. При нарушениях однородности среды, т. е. при появлении границы раздела сред с разными значениями показателя преломления, наблюдаются хорошо известные из курса физики и подробно описанные во многих учебниках явления отражения и преломления оптических волн.

Помимо этих двух явлений, характеризующих распространение оптического излучения, имеют место поглощение и рассеяние потока веществом, сквозь которое он проходит. Оба эти эффекта также следует не только учитывать, но и в необходимых случаях использовать при создании и применении ОП (и особенно ОИП).

Очевидно, что простейшая колебательная система типа гармонического осциллятора является лишь удобной математической моделью, позволяющей наглядно представить физические явления, лежащие в основе колебательного процесса и возникновения поперечных и продольных волн, и продемонстрировать главные особенности электромагнитного поля, описываемого волновым уравнением. На самом деле любой реальный источник оптического поля представляет собой сложную колебательную систему, состоящую из великого множества гармонических осцилляторов, от взаимного расположения в пространстве которых и «согласованности» во времени актов излучения ими оптических волн зависят величины и параметры, характеризующие измеряемое поле и его основные свойства.

Переходя к рассмотрению отдельных типов ОП, еще раз подчеркнем, что их роль «оптических трансформаторов» сводится либо к простым формирова-

нию и/или модуляции оптического излучения без каких-нибудь метрологических требований к преобразователю, либо к измерительному преобразованию входной оптической величины в аналогичную выходную величину с регламентируемыми точностными требованиями. При этом чаще всего они используются в первой роли, т. е., по существу, измерительными такие преобразователи не являются.

При согласовании измеряемых параметров излучения с соответствующими параметрами и характеристиками ОЭИП возникают задачи различных групп.

Если, например, требуется согласовать геометрические размеры пучка лазерного излучения с апертурой ОЭИП, пропустить часть излучения некогерентного источника сквозь отверстие с точно известной площадью или изменить направление распространения пучка в пространстве, то приходится вводить элементы **пространственно-трансформирующей** оптики (диафрагмы, отражательные призмы, линзы, зеркала, световоды, сканаторы, дефлекторы и пр.). При этом наиболее серьезные метрологические требования предъявляются к диафрагмам в системах некогерентной оптической радиометрии и трансформаторам формы распределения интенсивности в поперечном сечении пучка лазерного излучения. При построении ОП этой группы используются как основные законы геометрической оптики, так и специфические процессы, сопровождающие прохождение когерентного излучения сквозь оптические элементы.

Преобразование потоков непрерывного оптического излучения в однократные импульсы или в квазипериодическую последовательность последних требует применения оптических **модуляторов и затворов**. Эти преобразователи следует отнести к элементам и устройствам согласования по временным параметрам и характеристикам излучения. Как правило, модуляторы являются лишь функциональными преобразователями, но иногда наравне с затворами играют роль ОИП с нормируемыми метрологическими параметрами.

Нередко требуется согласовать интенсивность оптического излучения (его мощность или энергию) с рабочим энергетическим диапазоном ОЭИП (как правило, необходимо уменьшать интенсивность излучения). В этих случаях применяют пассивные элементы — **оптические ослабители**, а в лазерной технике — и активные элементы в виде **оптических усилителей**. При использовании оптических ослабителей в качестве ОИП нормируют их метрологические свойства и калибруют эти важнейшие типы ИП.

Наконец, к четвертой группе ИП можно отнести **трансформаторы оптических спектра и частоты**. К ним, в первую очередь, относятся диспергирующие оптические элементы и устройства (дисперсионные призмы, дифракционные решетки), оптические фильтры, делители и умножители оптических частот и пр. У преобразователей этой группы далеко не всегда нормируются их метрологические параметры, чаще всего при необходимости осуществляется комплектная калибровка или поверка спектрального прибора, в состав которого входит преобразователь данной группы.

Остановимся более подробно на ОП каждой из этих четырех групп, имея в виду, что при необходимости конкретные типы соответствующих преобразователей будут рассмотрены в дальнейшем при описании методов и средств оптической радиометрии. Оптическая радиометрия параметров и характеристик некогерентного оптического излучения имеет дело, в основном, с измерениями силы света, освещенности, яркости, светового потока и их энергетических

аналогов, а также параметров, характеризующих процессы распространения оптического излучения в различных средах. Радиометрия когерентного оптического излучения базируется, главным образом, на методах и средствах измерений параметров, характеризующих его интенсивность (мощность, энергию, их спектральную, временную или пространственную плотность и, кроме того, распределение последней по соответствующей из трех перечисленных координат). Значительно реже интересуются параметрами, описывающими степень когерентности или состояние поляризации обычно реально существующего частично когерентного излучения.

Поэтому в настоящей книге не рассматриваются всевозможные преобразователи изображений в некогерентных и когерентных оптических системах и связанные с этим вопросы устранения аберраций, формирования неискаженных образов предметов в ближней и дальней зонах и пр. Основное внимание уделено именно измерению энергетических и световых параметров и характеристик оптического излучения с правильно оцениваемой точностью с учетом методических и инструментальных погрешностей.

3.1. Преобразователи пространственных (геометрических) параметров оптического излучения

Итак, преобразователи этой группы призваны выполнять следующие основные «трансформирующие функции» по отношению к падающему на ОЭИП оптическому излучению:

- изменение направления его распространения;
- ограничение поперечных размеров пучка излучения;
- формирование пучка с требуемым распределением интенсивности излучения в его поперечном сечении.

Некоторые из преобразователей этой группы могут одновременно решать несколько задач. Например, обычная диафрагма ограничивает размеры пучка, а диафрагма с точно известной площадью выходного отверстия при этом «вырезает» определенную долю пучка излучения. Плоское зеркало отражает падающий на него поток в том или ином направлении, зависящем от угла падения, а вогнутое или выпуклое зеркало соответственно фокусирует или рассеивает отраженный пучок аналогично положительной либо отрицательной линзе.

Таким образом, в этом параграфе следует остановиться, в первую очередь, на кратком описании плоскопараллельных пластинок, отражательных призм, зеркал, диафрагм, линз и дефлекторов оптического излучения.

Плоскопараллельные пластинки. Плоскопараллельной пластинкой называется оптическая деталь, ограниченная двумя параллельными преломляющими плоскостями. При прохождении луча через такую пластинку он выходит из нее параллельно первоначальному направлению со смещением тем большим, чем больше угол падения, показатель преломления и толщина пластинки [20]. Пластинки могут быть круглой, прямоугольной, квадратной или любой другой формы, причем их толщина устанавливается в зависимости от требований к точности изготовления: при высоких и средних требованиях толщина пластинки составляет $(1/8-1/10)$ и $(1/12-1/15)$ диагонали или диаметра, соответственно. Чаще всего плоскопараллельные пластинки применяются в качестве защитных стекол для предохранения внутренних полостей

оптических приборов, к числу которых относятся и средства оптической радиометрии, а также в схемах деления и ослабления пучков излучения.

Отражательные призмы. Отклонение луча от первоначального направления при прохождении через призму вызывается его преломлением, причем это отклонение тем больше, чем больше преломляющий угол призмы и показатель преломления материала, из которого она изготовлена [20]. Отражательные призмы в основном предназначены для: изменения направления оптической оси («переламывания» пучка); оборачивания изображения или его вращения; разделения или соединения пучков лучей и пр.

Простейшими отражательными призмами полного внутреннего отражения являются треугольные призмы (обычно в форме равнобедренного прямоугольного треугольника) с одной отражающей (гипотенузной) гранью или с двумя отражающими (катетными) гранями. Первая из них поворачивает пучок на 90° , а вторая — на 180° . Отражательные призмы с двумя отражениями могут иметь форму ромба, а также исполняться в виде пентапризмы или полупентапризмы. Однако преимущественное распространение в оптической радиометрии получили простейшие отражательные призмы полного внутреннего отражения, по принципу действия эквивалентные сочетанию плоскопараллельной пластины, на которую нормально падает излучение, и плоского зеркала [20].

Зеркала. Зеркало является оптической деталью, имеющей одну поверхность с внешним отражающим слоем. Зеркала делятся на плоские, вогнутые и выпуклые. В задачах оптической радиометрии, как правило, интересуются не ролью различных зеркал в процессах получения изображений, а их возможностями в качестве элементов оптических систем изменения направления хода лучей, в некоторых случаях с фокусировкой или расфокусировкой пучка.

Линзы. Принцип действия линзы базируется на одном из фундаментальных законов геометрической оптики — преломлении лучистого потока на границе сред с разными показателями преломления. Эти законы широко и неоднократно описаны, выведены правила построения изображений в линзовых оптических системах, существует большое количество общеизвестных монографий, справочников, учебников и учебных пособий, в которых освещены вопросы расчета, проектирования, изготовления и использования этих весьма распространенных оптических устройств и элементов. Нам же остается отметить, что применительно к задачам оптической радиометрии линзы и оптические системы на их основе используются главным образом для фокусирования пучков или их коллимирования.

Диафрагмы. В оптических системах различают диафрагмы четырех видов:

- 1) диафрагмы, ограничивающие поперечное сечение или телесный угол пучка излучения, именуемые **апертурными**;
- 2) диафрагмы, ограничивающие линейное поле изображения и называемые **полевыми**;
- 3) специальные диафрагмы, срезающие ухудшающие качество изображения лучи;
- 4) специальные диафрагмы для устранения или уменьшения вредного влияния рассеянного излучения на контраст изображения.

Обычно понятие диафрагмы сопряжено с различными элементами и частями оптической системы. Однако в оптической радиометрии некогерентного

излучения большую роль играют калиброванные по площади отверстия с учитываемыми дифракционными эффектами — диафрагмы на выходе источников излучения (например, моделей черных тел). Именно такие калиброванные диафрагмы с учетом геометрических факторов, характеризующих взаимное расположение источника излучения и оптической системы на входе ОЭИП, позволяют достаточно точно рассчитывать параметры лучистого потока, когда излучатель служит эталонной мерой, воспроизводящей и хранящей физическую величину, заданную по размеру. При измерениях энергетических параметров лазерного излучения на формирование пучка влияют как распределение интенсивности в его поперечном сечении, так и форма и размеры отверстия диафрагмы, сквозь которое он проходит.

Дефлекторы. Дефлекторы являются исключительно преобразователями пространственных параметров пучка, используемыми, главным образом, в сканирующих устройствах, поскольку статические отклонения лучистых потоков осуществляются преимущественно вышеописанными оптическими элементами.

Методы пространственного управления лучом (дефлекторы) можно классифицировать по различным признакам:

- по характеру взаимодействия лучистого потока с активной средой дефлекторы можно разделить на преломляющие, отражательные, дифракционные, двулучепреломляющие, интерференционные;

- по используемым физическим явлениям дефлекторы делятся на механические и «электрические»; в дефлекторах механической группы отклонение пучка осуществляется механическим перемещением в пространстве линз, призм, зеркал или самих излучателей; в дефлекторах «электрической» группы используются электрооптические, ультразвуковые, магнитоэлектрические, электромагнитные, пьезоэлектрические, термооптические и дисперсионные явления и эффекты;

- по характеру отклонения луча дефлекторы можно разделить на плавные и дискретные.

В последние годы все большее распространение получают пространственные модуляторы оптического излучения, но их применяют главным образом в системах обработки оптических данных, в состав которых входят современные компьютеры. В качестве модуляторов пространственных параметров в оптической радиометрии эти преобразователи практически не используются.

Дефлектор не следует относить к ОИП, хотя он и располагается в оптической схеме между источником излучения и ОЭИП. Этот ОП лишь трансформирует пространственное положение пучка, согласуя его со входом ОЭИП, причем к нему не предъявляется никаких метрологических требований. В подавляющем большинстве современных оптических приборов дефлекторы используются в спектрометриии и в лазерометрии.

При высокоточных измерениях энергетических параметров лазерного излучения используются специализированные ОИП, именуемые **оптическими интеграторами** или же **гомогенизаторами**. В их задачу входит преобразование с заданной точностью пучков с неравномерными распределениями интенсивности излучения в их поперечных сечениях в равномерные. При необходимости ввода всего потока лазерного излучения во входное отверстие приемной полости ОЭИП иногда используют концентратор потока, называемый **фоконом**.

3.2. Преобразователи временных параметров оптического излучения

Роль преобразователей временных параметров оптического излучения играют модуляторы и затворы, причем первые из них могут изменять параметры пучков не только во времени, но и в пространстве. Особенно широко в оптической радиометрии распространены в настоящее время электрооптические и акусто-оптические модуляторы. При необходимости «вырезания» из пучка непрерывного излучения одиночных или редко повторяющихся импульсов излучения заданной длительности нередко пользуются оптико-механическими затворами, метрологические характеристики которых поддаются достаточно точным расчетам и экспериментальным оценкам.

3.3. Пассивные преобразователи интенсивности оптического излучения — оптические делители и ослабители

В основе методов ослабления или деления оптического излучения лежат различные физические законы. Удачная попытка классификации законов и технических средств ослабления интенсивности, используемых при построении как просто оптических трансформаторов интенсивности, так и ОИП, предпринята в [21], откуда и заимствована соответствующая таблица (рис. 3.1). В [21] кратко описаны классифицированные физические принципы, положен-

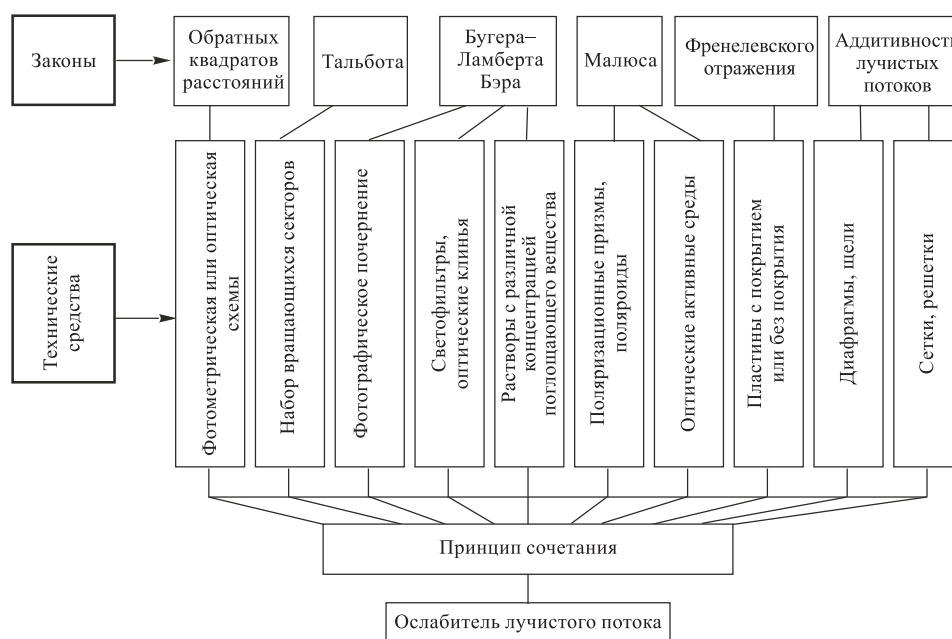


Рис. 3.1. Классификация законов и технических средств, используемых при построении ослабителей лучистого потока

ные в основу описываемых преобразований, а в [22] впервые в доступной литературе подробно рассмотрены схемы ослабителей, приведены аналитические

выражения для коэффициентов ослабления и проанализированы основные погрешности этих измерительных преобразователей.

Остановимся кратко на приведенных на рис. 3.1 вариантах принципов действия технических средств.

Закон обратных квадратов расстояний гласит, что освещенность (равно как и энергетическая освещенность) площадки обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника излучения (строго говоря, точечного). Этим законом часто пользуются при калибровках по эталонным излучателям ОЭИП по интегральному коэффициенту преобразования¹⁾, а также при градуировках этих ИП для определения энергетической освещенности на некотором заданном расстоянии от источника по ее известному значению на другом расстоянии [22]. Неточность измерений, выполняемых с помощью фотометрических установок, использующих закон обратных квадратов, в значительной мере порождается такими побочными факторами, как: фоновые засветки; неравномерность и непостоянство чувствительности по приемной площадке ОЭИП; нестабильность эталонного источника; ряд внешних воздействий (влажность, загрязненность, непостоянство давления воздуха и даже неопытность экспериментаторов [22]). По существу, в данном случае ОИП «незримо присутствует», материализуясь путем изменения геометрии системы.

По принципу действия к ослабителям, использующим закон обратных квадратов, примыкают рассеивающие ослабители. Для ослабления интенсивности лазерного излучения используют диффузное рассеяние от шероховатых поверхностей твердых тел. В видимом и ближнем ИК диапазонах длин волн диффузным рассеянием обладают покрытия из BaSO_4 , MgCO_3 , а также светорассеивающие стекла. Последние могут рассеивать как проходящее, так и отраженное излучение.

На рис. 3.2 показана принципиальная схема установки с рассеивающим экраном с покрытием из BaSO_4 и MgO . Если считать, что поверхность пластины рассеивает по закону Ламберта и коэффициент ее диффузного отражения ρ , то отношение потока падающего излучения к потоку излучения, прошедшему через диафрагму площадью S , расположенную на расстоянии l от пластины (при условии, что размер пятна на пластине много меньше l), равно

$$A = \frac{2\pi l^2}{S\rho}.$$

Меняя расстояние l , можно изменять ослабление в пределах 70–80 дБ. Верхний предел коэффициента ослабления определяется минимальным значением площади диафрагмы S , которая должна быть достаточно большой для усреднения интерференционной картины, возникающей при освещении диффузно рассеивающей поверхности лазерным излучением.

Широко распространены также схемы ослабления лазерного излучения с интегрирующими сферами (рис. 3.3). Ослабление, производимое сферой, т.е. отношение потока падающего в сферу лазерного излучения к потоку

¹⁾ В нормативном документе [7] по непонятным причинам термин «коэффициент преобразования», широко используемый в литературе применительно к ИП, отсутствует и по существу заменен термином «чувствительность СИ». Однако мы в дальнейшем сохраним коэффициент преобразования в качестве метрологической характеристики именно ИП.

излучения, проходящего через отверстие в сфере площадью S_ρ , оценивается по формуле

$$A = \frac{\pi D^2(1 - \rho_{\text{ш}})}{S_\rho},$$

где $\rho_{\text{ш}} = \rho(1 - 4\sigma/\pi D^2)$; ρ — коэффициент диффузного отражения внутренней поверхности сферы; σ — площадь отверстий в сфере; D — ее диаметр.

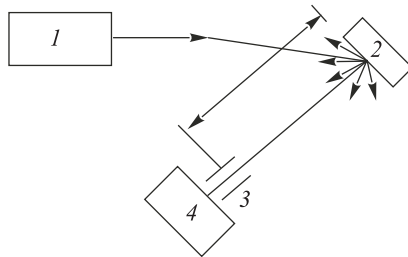


Рис. 3.2. Схема ослабления пучка лазерного излучения диффузно рассеивающей пластиной: 1 — лазер; 2 — диффузно рассеивающая пластина; 3 — диафрагма площадью S ; 4 — ОЭИП

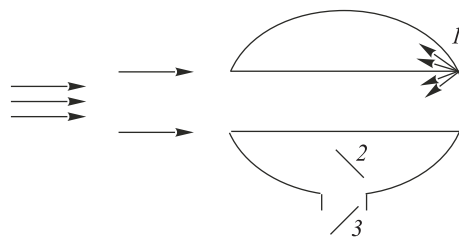


Рис. 3.3. Схема использования интегрирующей сферы для ослабления лазерного излучения: 1 — интегрирующая сфера; 2 — экран; 3 — выходное отверстие

В достаточно строгой радиометрической формулировке закон Тальбота гласит: яркость объекта, наблюдаемого сквозь диск с прорезями, вращающийся с частотой, превышающей критическую, пропорциональна угловой апертуре, поделенной на число непрозрачных секторов диска. Чтобы не возникло путаницы, здесь же приведем стандартизованную фотометрическую формулировку этого закона [17]: если некоторая площадь сетчатки возбуждается светом, интенсивность которого периодически изменяется с частотой, превышающей частоту слияния мельканий, то вызываемое зрительное ощущение тождественно тому, которое создается светом с постоянной интенсивностью, равной средней за период интенсивности переменного светового излучения.

Применение такого ослабителя возможно только при условии использования инерционных ОЭИП (болومتر и др.), т. е. приемников излучения, подчиняющихся закону Тальбота. Подобному ослабителю присуще непостоянство апертуры пучка лучей, обусловленное изменением угла секторного выреза во вращающемся диске. Кроме того, при выполнении требований по нейтральности ослабления, неизменности оптической длины хода лучей, сохранения равномерности ослабления по сечению пучка лучей, стабильности и плавности ослабления света увеличение оптической плотности порождает дифракционные потери [21].

К этой группе можно отнести и ослабители с вращающимся сектором. Они обладают высокой воспроизводимостью значения ослабления в динамическом диапазоне примерно до 30 дБ, причем коэффициент ослабления у них не зависит от длины волны в широком интервале длин волн. Эти ослабители успешно применяются в денситометрии немонахроматического излучения и для ослабления интенсивности лазерного излучения.

Формула для расчета коэффициента ослабления такого ослабителя имеет вид $A = 360/(n\gamma)$, где n — число секторных вырезов, γ — секторный угол. При тщательном изготовлении и измерении значений секторных углов с относительной погрешностью σ_γ , относительная погрешность воспроизведения значения ослабления секторным ослабителем, $n\sigma_\gamma = (0,04-0,12)\%$, в диапазоне до 20 дБ и возрастает до 2–3 % при A , превышающем 30 дБ.

Чаще всего такие ослабители бывают фиксированными (с одним диском) или ступенчатыми (со сменными дисками), но известна и конструкция переменных секторных ослабителей с двумя соосными дисками. Значение секторного угла можно регулировать механически или изменением фазы двигателя одного диска относительно другого.

При использовании секторных ослабителей для ослабления амплитудно-модулированного излучения возникает дополнительная погрешность в тех случаях, когда частоты модуляции излучения равны или кратны частоте вращения диска.

В соответствии с законом Бугера–Ламберта–Бэра соотношение между интенсивностью падающего J и прошедшего $J_{\text{пр}}$ излучения через слой поглощающего вещества толщиной d имеет вид

$$J_{\text{пр}} = J^{-\alpha d},$$

где α — коэффициент поглощения вещества, в общем случае зависящий от длины волны излучения. В качестве поглощающего вещества чаще всего применяют твердые оптические материалы в виде нейтральных и цветных стекол и фотометрических клиньев, реже — растворы с различными концентрациями поглощающих веществ (рис. 3.1).

Переменные поляризационные ослабители основаны на использовании закона Малюса, устанавливающего зависимость интенсивности излучения, прошедшего через систему поляризаторов, от угла между их плоскостями поляризации.

Ослабление в системе, где один поляризатор вращается, а другой остается неподвижным, подчиняется закону Малюса:

$$A = \frac{J}{J_\varphi} = \frac{1}{\cos^2 \varphi},$$

где A — коэффициент ослабления; J — интенсивность излучения, прошедшего систему при параллельном расположении плоскостей поляризации анализатора и поляризатора; J_φ — интенсивность излучения, прошедшего через систему с анализатором, повернутым на угол φ . Применяют два типа поляризационных ослабителей: с двумя и тремя поляризаторами.

В качестве поляризаторов в видимом диапазоне спектра используют дихроичные поляризационные светофильтры в виде пластин и поляроидных пленок, а также поляризационные призмы Николя, Фуко, Глана–Томсона. В ИК диапазоне применяют поляризаторы в виде стопы тонких тефлоновых пластин или системы полупроводниковых пластин, расположенных под углом Брюстера.

Из формул Френеля, описывающих отражение и преломление электромагнитного излучения от плоской границы раздела двух непоглощающих изотропных однородных диэлектриков с показателями преломления n_1 и n_2 ,

следует, что энергетические коэффициенты отражения излучения от границы раздела равны

$$R_s = \left[\frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)} \right]^2; \quad R_p = \left[\frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)} \right]^2,$$

где $\sin \psi / \sin \varphi = n_1 / n_2$, а индексы s и p относятся соответственно к излучению, поляризованному в плоскости падения (s -поляризация) и в перпендикулярной плоскости (p -поляризация). Для непоглощающей среды прошедшее во второй диэлектрик излучение характеризуется энергетическим коэффициентом пропускания $T = 1 - R$.

Из приведенных формул следует, что, изменяя угол падения φ и подбирая значения n_1 и n_2 , можно в определенных пределах ослаблять интенсивность излучения.

Методы ослабления интенсивности излучения, основанные на законе аддитивности лучистых потоков, используются в радиометрии при проверке линейности характеристики преобразования ОЭИП, в фотометрии, спектрофотометрии и сенситометрии для градуировки и калибровки фотометрических шкал приборов [22].

В основном ослабление осуществляется дискретно. Примером ослабления такого типа является набор дырчатых диафрагм с одинаковыми или разными площадями калиброванных отверстий.

3.4. Преобразователи спектральных характеристик и параметров

Основные виды спектральных измерений — это измерения спектральной плотности излучения источников (спектрорадиометрия), спектральной чувствительности ОЭИП (фотометрия и радиометрия), спектральных коэффициентов пропускания, отражения, яркости (спектрофотометрия и колориметрия) [20]. Остановимся на основных принципах преобразования спектра измеряемого оптического излучения с целью согласования с параметрами ОЭИП.

Любой метод спектральных измерений основан на разложении входного излучения в спектр, которое условно можно представить в виде «спектрального развертывания» интенсивности лучистого потока по шкале длин волн. Оно осуществляется с помощью оптического диспергирующего элемента, на основе которого строится соответствующий измерительный прибор — монохроматор или полихроматор.

В классической спектрометрии используют три способа разложения оптического излучения в спектр [20]: призмный, дифракционный и интерференционный. Последний обеспечивает возможность наиболее детального исследования спектра, например, определения контура узкой линии. Однако при спектральных измерениях немонахроматических лучистых потоков необходимо перед использованием интерференционного способа предварительно выделить достаточно узкий спектральный участок с помощью другого спектрального прибора. При работе с лазерным излучением этого, как правило, не требуется, интерференционный способ используется непосредственно (по крайней мере, при анализе излучения газовых лазеров).

Таким образом, для разложения в спектр измеряемого излучения можно использовать хорошо известную, зависящую от длины волны преломляющую способность призмы, присущее дифракционной решетке свойство разложения в спектр падающего на нее излучения или же формирование на выходе интерферометра картины с характерными максимумами и минимумами интенсивности, функционально связанными с длиной волны. Первые два элемента составляют основу соответственно призмного или дифракционного монохроматора, а интерференционные преобразователи находят применение главным образом в спектроскопии высокого разрешения и в лазерной спектрометрии при использовании различных схем интерферометров.

Для изучения и измерения спектральных параметров лазерного излучения применяются двухлучевые и многолучевые интерферометры. К числу последних относятся интерферометры Фабри–Перо, со сферическими зеркалами, конфокальные и интерферометр Физо.

Вместе с тем, при построении фотометров и радиометров, которые будут рассмотрены далее, достаточно часто применяется простейший способ выделения узкого по спектру («мономатического») излучения из сложного состава излучения того или иного источника с помощью оптического фильтра (светофильтра в видимой части спектра).

Оптический фильтр обычно представляет собой плоскопараллельную пластину из стекла или другого прозрачного и селективно поглощающего материала, на которую с одной стороны падает сложное по составу излучение источника, а с другой выходит излучение, содержащее только часть падающего, относящуюся к «узкой» спектральной области [23]. Мономатизация излучения не является единственной задачей, которую решают с помощью оптических фильтров. Их также широко применяют для формирования заданной спектральной характеристики преобразования фотометра или радиометра. Спектральная характеристика представлена на рис. 3.4, где по оси ординат

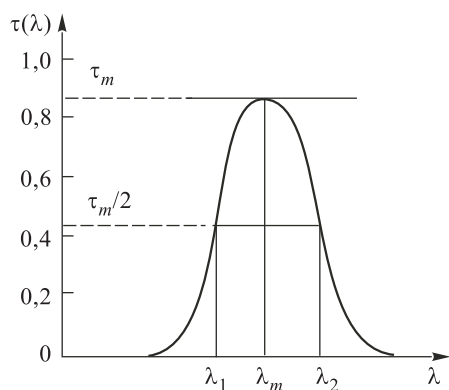


Рис. 3.4. Спектральная пропускная характеристика оптического фильтра

отложен спектральный коэффициент пропускания $\tau(\lambda)$ фильтра. Наибольший коэффициент пропускания фильтра τ_m приходится на длину волны λ_m , а спектральная ширина полосы пропускания фильтра характеризуется разностью длин волн: $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$. Здесь λ_1 и λ_2 ($\lambda_2 > \lambda_1$) — те длины волн, которым соответствуют коэффициенты пропускания $\tau_1 = \tau_2 = \tau_m/2$. Разность $\Delta\lambda$ называется шириной полосы пропускания фильтра (раньше $\Delta\lambda$ называли полушириной полосы).

Те участки спектральной кривой коэффициента пропускания фильтра, которые лежат вне полосы, иногда называют крыльями кривой. Этим участкам соответствуют малые коэффициенты пропускания, и действием прошедшего через них излучения обычно можно пренебречь [23].

Естественно, что, чем больше коэффициент пропускания фильтра, тем выше его качество. Что же касается ширины полосы пропускания $\Delta\lambda$, то

в ее оценке приходится учитывать назначение фильтра. В тех случаях, когда оптический фильтр предназначен для выделения по возможности чистых монохроматических излучений, ширина должна быть достаточно мала. В других случаях приходится считаться с тем, что, чем меньше ширина полосы пропускания фильтра, тем меньше пропущенный им поток излучения и тем труднее его регистрировать.

Оптические фильтры изготавливаются из цветного стекла, из окрашенных жидкостей, налитых в плоскопараллельные кюветы, из окрашенной пластмассы или других селективно поглощающих материалов. В последние десятилетия стали все шире распространяться особого рода многослойные оптические фильтры, действие которых основано на интерференции лучей, многократно отражающихся и проходящих через тонкие слои прозрачных материалов. Подбирая показатели преломления, толщины и число этих слоев, можно получать различные фильтры с почти произвольными спектральными свойствами. В сложных случаях интерференционные оптические фильтры могут состоять из 10, 20 и даже более отдельных слоев, что позволяет технологам придавать спектральной характеристике фильтра заранее заданный вид.

Следует добавить, что из-за специфики явления интерференционные оптические фильтры нередко имеют дополнительные области пропускания в более или менее отдаленных участках спектра, которые могут мешать их основному действию. В некоторых случаях эти нежелательные области пропускания удается устранить, комбинируя интерференционные фильтры с фильтрами абсорбционными. Надо также учитывать, что спектральная характеристика интерференционного фильтра зависит от угла падения луча на его поверхность, в связи с чем в приборах эти фильтры следует помещать в «параллельные» пучки света, т. е. в пучки с малым угловым расхождением. Угол 4–5° между осью пучка и его краевыми лучами можно в большинстве случаев считать допустимым.

Наряду с неперестраиваемыми оптическими фильтрами в оптической радиометрии, при выполнении прецизионных измерений, все более популярными становятся **перестраиваемые по спектру фильтры**.

В качестве примера рассмотрим принцип действия, основные свойства и возможности использования в эталонной оптической радиометрии фильтра Лио (Lyot) [24].

Фильтр Лио представляет собой интерференционно-поляризационный фильтр. Линейно поляризованное излучение пропускается сквозь двулучепреломляющую среду, ориентированную таким образом, что интенсивности прошедших обыкновенного и необыкновенного лучей равны друг другу, но между ними образуется **оптическая разность хода** Γ , порождающая фазовый сдвиг δ , зависящий от длины волны λ :

$$\delta = \frac{2\pi\Gamma}{\lambda}.$$

Затем излучение проходит сквозь поляризационный анализатор, ориентированный параллельно направлению линейной поляризации падающего излучения, в результате чего возникает пропускание, зависящее от $\cos^2 \delta$, т. е., в конечном счете, от λ . Излучение с длинами волн $\Gamma = k\lambda$ (k — целое число) практически не претерпевает поглощения, а с длинами волн $\Gamma = (k + 1/2)\lambda$ — поглощается достаточно сильно. Фильтр Лио состоит из множества после-

довательно собранных каскадов, каждый из которых вносит запаздывание (фазовый сдвиг) i , в результате i -й каскад фильтра обладает запаздыванием

$$\Gamma_i = 2^i \lambda.$$

Излучение с такой длиной волны λ проходит сквозь фильтр без потерь, в то время как остальной поток режектируется одним или несколькими каскадами, как показано на рис. 3.5 [24]. Обычно такие фильтры изготавливаются с использованием кристаллического кварца или кальцита, в качестве двулучепреломляющего материала, и пленочных поляризаторов. В описываемом фильтре Лео кварцевые или кальцитовые фазовые пластины перемежаются жидкокристаллическими (ЖК) волновыми пластинами с изменяющимися параметрами. В результате получаются двулучепреломляющие элементы с электроуправляемым запаздыванием, что позволяет перестраивать фильтр.

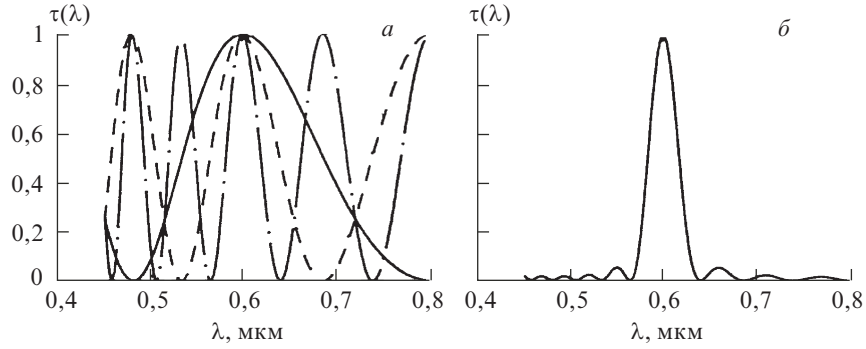


Рис. 3.5. Пропускание 3-х каскадного фильтра Лео (б), составленного из трех индивидуальных фильтров (а)

Рассмотрим i -й каскад фильтра Лео. Если номинальное запаздывание Γ изменяется и становится равным $\Gamma + \Delta\Gamma$, то соответственно сдвигается и длина волны излучения, проходящего без затухания, от λ к $\lambda + \Delta\lambda$:

$$\Delta\lambda = \Delta\Gamma/2^i.$$

И наоборот, для перестройки i -го каскада фильтра на интервал $\Delta\lambda$ необходимо приращение запаздывания

$$\Delta\Gamma = 2^i \Delta\lambda.$$

Таким образом, пропускание каждого каскада варьируется путем юстирования ЖК элемента, и запаздывание Γ изменяется в пределах $(\Gamma_0, \Gamma_0 + \Delta\Gamma)$, где $\Delta\Gamma$ — диапазон перестройки ЖК ячейки, а Γ_0 — запаздывание, вносимое фиксированной фазовой пластинкой из кварца или кальцита. В обычно применяемых фильтрах $\Delta\Gamma \ll \Gamma_0$. Поскольку $k = \Gamma/\lambda_{\text{ц}}$, то ширина линии на половине максимума интенсивности (Full width at half maximum, FWHM)

$$\text{FWHM} \approx \lambda_r - \lambda_{\text{в}} = \frac{\Gamma}{k - 1/4} - \frac{\Gamma}{k + 1/4} = \frac{\Gamma}{2k^2 - 1/16} = \frac{\lambda_{\text{ц}}^2}{2\Gamma - \lambda_{\text{ц}}^2/16\Gamma},$$

где $\lambda_b = \Gamma/(k + 1/4)$; $\lambda_r = \Gamma/(k - 1/4)$; λ_c — центральная длина волны для данной полосы.

Если $\Gamma > 0,18\lambda_c$, то знаменатель положителен, а при $\Gamma \gg 0,18\lambda_c$ он достигает значения 2Γ , что соответствует реальным, описываемым в [24] фильтрам, у которых $\Gamma \gg 10\lambda$. Следовательно, при перестройке такого фильтра, FWHM изменяется пропорционально λ_c^2 .

Рассмотрим более подробно принцип действия ЖК ячейки, поясняемый рис. 3.6. Ячейка состоит из двух стеклянных, оптически полированных подложек, покрытых с внутренней стороны прозрачным электродом из оловянно-индиевого оксида. Кроме того, внутренняя поверхность обработана таким образом, чтобы главная ось подложки приобрела нужную ориентацию, способствующую вводимым затем в ячейку нематическим кристаллам найти состояние наименьшей энергии при выравнивании вдоль этой оси.

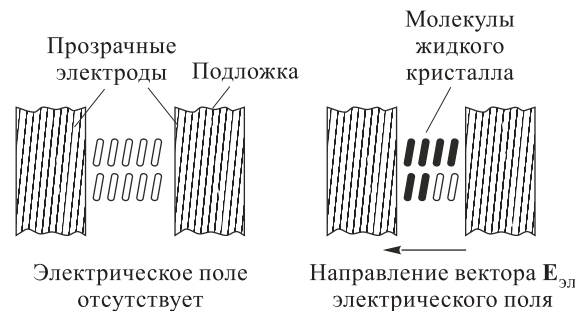


Рис. 3.6. Действие электрического поля на ЖК ячейку

Жидкие кристаллы характеризуются достаточно высоким, но несовершенным кристаллографическим порядком. Поскольку в используемых для построения фильтров жидких кристаллах оптическая и электрическая анизотропия положительны, поляризуемость оказывается наибольшей вдоль молекулярной оси.

Из рис. 3.6 видно, что свет, поляризованный вдоль кристаллографической оси (вектор $\mathbf{E}$ расположен в плоскости страницы), вызывает большую поляризуемость, чем поляризованный поперек нее (перпендикулярно странице). Следовательно, для необыкновенного луча показатель преломления будет большим, чем для обыкновенного. Этот эффект сказывается сильнее, когда к ячейке не приложен сигнал.

Электрическое поле можно создать с помощью прозрачных электродов. Ячейка представляет собой плоский конденсатор. Вектор напряженности электрического поля $\mathbf{E}_{эл}$ параллелен вектору направленного распространения световой волны. Положительная электрическая анизотропия ЖК молекул означает, что наведенный дипольный момент $\mathbf{P}$ подвержен воздействию момента силы $\mathbf{E}_{эл} \times \mathbf{P}$, вынуждающего молекулы выстраиваться вдоль поля. Эта ориентация зависит от $\mathbf{E}_{эл}$. Справа на рис. 3.6 показан отклик ячейки на относительно слабое приложенное к ней электрическое поле.

Описанная ячейка полностью эквивалентна одноосному кристаллу с поворачивающейся кристаллографической осью. Поэтому при наложении электрического поля двулучепреломление ячейки уменьшается и, соответственно,

сокращается запаздывание. Именно этот эффект составляет основу принципа действия ЖК перестраиваемого фильтра.

Построенные на этом принципе ЖК ячейки перекрывали диапазон длин волн от 350 нм до 2,2 мкм. Их пропускание при нанесении антиотражающего покрытия превосходило 98 %. Диапазон перестройки запаздывания достигал 1,7 мкм, что было вполне достаточным для создания перестраиваемых фильтров в видимом диапазоне спектра. Неоднородность запаздывания по площади апертуры ячейки с высоким оптическим качеством подложки не превышала 0,16 % или $\lambda/600$ на одной длине волны. Ячейки, изготовленные из менее качественного, но более дешевого стекла, демонстрировали пространственные вариации запаздывания по площади апертуры порядка $\lambda/100$.

Более серьезной проблемой оказалась неравномерность распределения пропускания по площади апертуры. На внутреннюю грань стекла нанесены несколько слоев покрытий, включая прозрачный электрод. Несогласованность значений показателя преломления материалов покрытий приводит к возникновению переотражений на границах слоев. К этому добавляются вариации толщин слоев, в результате чего возникает интерференция, выражающаяся в неравномерности пропускания по площади эффективной апертуры. В зависимости от λ глубины интерференционных полос оказываются в пределах от 0,7 до 2 %.

В совокупности с другими факторами, включая деградацию ЖК структуры, искажение волнового фронта, потери на поглощение, деполяризационное рассеяние и др., на качество ЖК ячейки и, соответственно, перестраиваемого фильтра влияет выбор материала и надлежащей толщины подложки.

Показателем достигнутого к настоящему времени реального качества ЖК ячейки для перестраиваемого фильтра следует считать значение погрешности введения запаздывания порядка $\lambda/50$.

Несомненный интерес представляют перспективы применения подобных фильтров в оптической радиометрии. В [24] сообщается, что были изготовлены несколько типов ЖК фильтров, в т. ч. перестраиваемый фильтр для работы в диапазоне длин волн от 1,0 до 1,65 мкм с FWHM 10 нм. Его спектральная характеристика изображена на рис. 3.7. В видимом диапазоне длин волн ширина полосы пропускания фильтра равнялась 14 нм, диапазоны перестройки находились в пределах 340–780 нм и 420–850 нм.

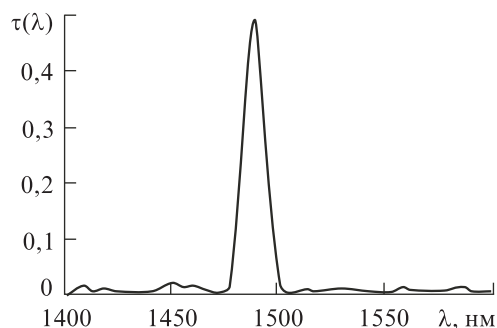


Рис. 3.7. Полоса пропускания ИК ЖК фильтра, перестраиваемого в пределах λ от 1,0 до 1,65 мкм (FWHM=10 нм)

3.5. Преобразователи поляризационных характеристик и параметров

Для определения типа поляризации, а также для измерения поляризационных параметров излучение исследуют с помощью поляризаторов (анализаторов) и фазовых пластин. Оптический элемент, позволяющий выделить

из неполяризованного излучения линейно поляризованное, называется поляризатором. Если поляризатор используется для измерения поляризационных параметров излучения, то он называется анализатором. Поляризатор (анализатор) может быть полным (100 %-ным) и частичным.

Фазовой пластиной называется оптическое устройство, которое обеспечивает разный набег фазы для двух собственных (обычно ортогональных) состояний поляризации. Наиболее часто применяются четвертьволновые ($\lambda/4$) и полуволновые ($\lambda/2$) фазовые пластины.

В технике поляризационных измерений используется весьма большое количество поляризаторов и фазовых пластин, отличающихся принципом действия, материалом, конструкцией и другими характеристиками. Тип поляризатора и фазовой пластины выбирают, учитывая область спектра и диапазон интенсивностей излучения, геометрические размеры пучка, требуемую точность измерения, габариты измерительной установки и т. д. Подробнее методы и средства поляризационных измерений описаны в пятой части книги.

Глава 4

ОПТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ (ОЭИП)

4.1. Общие сведения

Ранее мы предварительно познакомились с той ролью, которую играет ОЭИП в цепочке измерительных преобразований входной оптической величины. Здесь необходимо обратить особое внимание на то обстоятельство, что, в отличие от ОИП, выступающего, как правило, в роли своеобразного «оптического трансформатора», согласующего параметры потока излучения с входными параметрами ОЭИП и за небольшими исключениями не несущего существенной «метрологической нагрузки», ОЭИП является, по существу, основным элементом средства оптической радиометрии, от которого зависят не только точность получаемого результата, но и ряд других свойств и параметров СИ, обеспечивающих эффективность и качество измерительного процесса. Поэтому ОЭИП требуют более детального, чем ОП и ОИП, рассмотрения, чему и посвящена настоящая глава.

Существует несколько отличных друг от друга, по принципу преобразования входной величины в выходную величину, групп и подгрупп преобразователей оптических величин в неоптические величины, но далеко не все из них находят применение в оптической радиометрии в качестве ОЭИП. Некоторые виды преобразователей служат сенсорами (т.е. просто чувствительными элементами) или детекторами в системах обнаружения и оценки слабых сигналов, зачастую на уровнях (и даже ниже) пороговых значений. Все большее распространение получают многоканальные и координатно-чувствительные преобразователи как в системах обнаружения оптических сигналов, так и в устройствах передачи и обработки двух- и трехмерных оптических изображений. В рассматриваемых в данной книге средствах оптической радиометрии подобные ОЭИП также широко распространены при измерениях энергетических и особенно пространственно-энергетических характеристик лазерного излучения.

При выборе преобразователя по назначению приходится учитывать рабочий (иногда и более широкий динамический) диапазон по интенсивности входного оптического сигнала, характеризующего измеряемый объект, спектральный состав падающего излучения, его пространственное распределение, ширину полосы частот, скорость изменения интенсивности во времени, состояние поляризации и даже в некоторых применениях степень пространственной и/или временной когерентности.

Тем не менее, в оптической радиометрии как в области измерений нашли применения всего несколько разновидностей ОЭИП, на которых и будет сосредоточено наше внимание в данной главе. Однако необходимо помнить десятилетиями проверенное правило: то направление восприятия и преобразования оптических величин, которое до определенной поры считалось позна-

вательным, исследовательским, требующим лишь простого детектирования лучистых потоков, со временем становилось одним из видов или подвидов оптической радиометрии, т. е. обычный приемник оптического излучения дорабатывался до уровня требований, предъявляемых к ОЭИП, подвергался калибровке и обеспечивал получение не только качественной, но и количественной информации об измеряемом объекте с гарантированной точностью.

Заранее можно констатировать, что практически все применяемые в оптической радиометрии и в системах детектирования оптических сигналов преобразователи оптических величин делятся на тепловые и фотонные. Они обладают двумя общими классификационными свойствами, которые присущи ОЭИП как тепловой, так и фотонной групп, и являются их существенными отличительными признаками. К ним относятся избирательность и инерционность.

Для многих измерительных задач важно различие между селективными и неселективными ОЭИП [20]. У селективных ОЭИП **чувствительность** или **характеристика преобразования** к воспринимаемому излучению зависит от его длины волны. В противном случае ОЭИП считается неселективным, хотя идеально неселективных ОЭИП в природе не существует. В дальнейшем мы убедимся в том, что степень селективности реального неселективного ОЭИП может быть, при принятии надлежащих конструктивных и технологических мер, доведена до учитываемого и даже пренебрежимо малого уровня.

Инерционность ОЭИП предопределяет его быстродействие и, следовательно, возможность измерительного преобразования изменяющихся во времени сигналов с оцениваемой точностью. Этот параметр в виде постоянной времени или соответствующая характеристика отклика ОЭИП на переменный оптический сигнал предопределяет построение последующей электронной измерительной цепи, назначение которой — по возможности неискаженные регистрация, обработка и отображение количественной информации об объекте.

Перейдем к рассмотрению параметров и характеристик в первую очередь ОЭИП, а также детекторов в метрологическом толковании этого термина [25]:

- а) устройство или вещество для обнаружения и преобразования энергии и физического поля (излучения) в другой вид энергии, удобный для индикации, последующей регистрации и измерения;
- б) чувствительный элемент или ИП измерительного прибора.

Как видим, определение б) совпадает с нашим пониманием ОЭИП применительно к оптической радиометрии.

Важнейшей характеристикой любого ОЭИП является зависимость выходной величины, отображающей реакцию преобразователя (например, электрический ток или напряжение), от воспринимаемой им входной световой (фотометрия) или энергетической (радиометрия) величины, именуемая **световой характеристикой** (фотометрия) или **характеристикой преобразования** (как фотометрия, так и радиометрия).

Параметр ОЭИП, отображающий реакцию преобразователя в окрестности данной точки характеристики на небольшое приращение входной величины, именуется **коэффициентом преобразования $K_{пр}$** или **чувствительностью**.

Если световая характеристика или характеристика преобразования линейны в рабочем диапазоне интенсивностей, то $K_{пр} = \text{const}$. Для решения измерительных задач обычно стараются подобрать ОЭИП с линейной харак-

теристикой, но это не всегда удается. Тогда у ОЭИП с нелинейной характеристикой под $K_{\text{пр}}$ понимают ее наклон, т. е. производную в данной точке характеристики выходной величины по входной.

Следует заметить, что при измерениях потока излучения или производных от него величин, когда не требуется учитывать спектральный состав лучистого потока, характеристику и коэффициент преобразования нередко именуют интегральными. При необходимости выполнения измерений световых или радиационных потоков излучения с учетом их спектрального состава и использования селективных ОЭИП пользуются спектральными коэффициентами и характеристиками преобразования.

Отклик ОЭИП на поток монохроматического излучения называется спектральным $K_{\text{пр}\lambda}$:

$$K_{\text{пр}\lambda} = \frac{i_{\lambda}}{\Phi_{\lambda}} \quad \text{или} \quad \frac{di_{\lambda}}{d\Phi_{\lambda}},$$

где i_{λ} — выходной ток (выходная величина ОЭИП); Φ_{λ} — входной монохроматический поток излучения.

Примечание. В научно-технической литературе широко распространены понятия интегральной (s) и спектральной (s_{λ} , $s(\lambda)$) чувствительностей приемников (детекторов) оптического излучения. Принято термины «коэффициент преобразования» и «чувствительность» считать синонимами. Однако мы будем придерживаться другой точки зрения: понятие чувствительности больше подходит к детекторам, работающим в режиме обнаружения слабых, близких к пороговым сигналам.

Абсолютной спектральной характеристикой преобразования ОЭИП является зависимость спектрального $K_{\text{пр}\lambda}$ от длины волны λ излучения $K_{\text{пр}\lambda}(\lambda)$.

Относительной спектральной характеристикой преобразования ОЭИП является зависимость спектрального $K_{\text{пр}\lambda}$, отнесенного к максимальному значению, от длины волны λ излучения $K_{\text{пр}\lambda}(\lambda)/K_{\text{пр max}}$.

Постоянная времени ОЭИП — величина, характеризующая скорость увеличения или уменьшения сигналов (обычно в e раз), изменяющихся по экспоненциальному закону. При описании параметров и характеристик рекламируемых ОЭИП и детекторов иногда приводят время нарастания **переходной характеристики** или полную длительность на полувывсоте от максимума **импульсной переходной характеристики**. Однако чаще эти временные характеристики используют для описания динамических свойств не отдельно ОЭИП, а в целом средств измерений величин, характеризующих протекающие во времени процессы.

Зонная характеристика ОЭИП отображает распределение $K_{\text{пр}}$ по приемной поверхности его чувствительного элемента. Непостоянство $K_{\text{пр}}$, свойственное многим ОЭИП как тепловой, так и фотонной групп, необходимо учитывать, поскольку в процессе градуировки и последующих измерений распределения интенсивностей в поперечных сечениях падающих пучков, сами сечения, положения их энергетических центров (диаграмм направленности излучения) могут отличаться.

Мы перечислили и предварительно рассмотрели основные, обычно нормируемые параметры и характеристики ОЭИП, считающиеся метрологическими, т. е. предопределяющими качество измерений. Остановимся теперь на спе-

цифических параметрах фотонных детекторов, которым нередко приходится работать в схемах обнаружения и обработки слабых и сверхслабых оптических сигналов. В ОЭИП обеих групп (тепловой и фотонной) эти параметры играют второстепенную роль, поскольку, как правило, рассматриваемые преобразователи работают в режимах значительного превышения полезным сигналом **порога чувствительности**, определяемого наименьшим изменением измеряемой величины, которое вызывает заметное изменение выходного сигнала СИ [26]. В детекторах же, главным образом фотонной группы и специальных тепловых, предназначенных для работы в режиме обнаружения сигналов на уровне и даже ниже порога чувствительности, эти параметры не только специфицируются, но и нормируются.

Одним из главных и наиболее характерных параметров является **отношение сигнал–шум (С/Ш)**, т. е. отношение величин, характеризующих полезный сигнал и аддитивный шум в виде значений средних мощностей, амплитуд и т. д. [25].

Важнейшим параметром, характеризующим детекторы фотонной группы, именуемые в дальнейшем фотодетекторами, являются **квантовый выход (КВ)** (иногда употребляется термин «эффективный КВ»). Под КВ понимается вероятность того, что падающий фотон породит ощутимый носитель заряда. Измеряется КВ в относительных единицах (от 0 до 1) или в процентах (от 0 до 100 %). Даже для наиболее чувствительных фотодетекторов $КВ < 1$.

Фотонный шум порождается случайным попаданием фотонов на приемную площадку фотодетектора. В силу стохастичности процесса количество попавших на нее фотонов в течение заданного временного интервала флуктуирует вокруг среднего значения, а дисперсия зависит от природы излучателя: для когерентного (лазерного) излучения характерно пуассоновское распределение, а планковскому излучателю соответствует распределение Бозе–Эйнштейна. Поэтому тепловые источники излучения «шумливее» лазерных.

Фоновый шум порождается излучением сторонних источников, попадающим в поле зрения фотодетектора. Ограничение поля зрения является одним из эффективных путей снижения уровня фонового шума.

Темновой ток — это стохастически флуктуирующий ток, протекающий в фотодетекторе в отсутствие падающего излучения. Он обычно возникает в результате теплового возбуждения носителей заряда внутри фотодетектора и может быть ослаблен охлаждением последнего (часто до криогенных температур).

Джонсоновский (Найквиста) шум обусловлен флуктуирующим напряжением или током, вызванными случайными тепловыми движениями носителей зарядов в резистивной среде. Снижение уровня шума достигается охлаждением среды или уменьшением ее сопротивления.

Дробовой (Шотки) шум возникает при протекании тока по фотодетектору или по электрической цепи, в которую он включен. Порождается случайным появлением носителей зарядов в любой данной точке внутри схемы. Число проходящих носителей заряда флуктуирует вокруг среднего значения.

Генерационно-рекомбинационный шум возникает по причине случайных вариаций скоростей генерации и рекомбинации свободных носителей заряда внутри фотодетектора. Этот источник шума доминирует в квантовых фоторезисторах в полосе электронных частот от 1 кГц до 1 МГц.

Шум внутреннего усиления вызван флуктуациями коэффициента внутреннего усиления таких фотодетекторов, как микроканальные пластины (МКП), лавинные фотодиоды (ЛФД) и фоторезисторы (ФР).

Примечание. Коэффициентом внутреннего усиления называется отношение числа электронно-дырочных пар, генерированных падающим потоком, к энергетическому или фотонному параметру последнего.

Температурный шум — это шум фотодетектора, порожденный вариациями температуры, вызванными сторонними (но не детектируемым или измеряемым!) источниками энергии.

Примечание. Строго говоря, температурный шум является характеристикой не столько фотонных, сколько специальных тепловых детекторов (например, тонкопленочных болометров).

Классификация шумов и вышеприведенные определения позволяют завершить этот параграф тремя важнейшими параметрами, характеризующими фотодетекторы в режиме пороговых измерений. К ним относится, во-первых, **шумовая эквивалентная мощность (Noise Equivalent Power — NEP)**, т. е. оптическая мощность в ваттах, требуемая для генерирования фототока при отношении $S/\text{Ш} = 1$ и отнесенная к чувствительности фотодетектора, а именно N_{rms}/s , где N_{rms} — среднее квадратическое значение шумового тока или напряжения. Поскольку NEP определяет минимальный обнаруживаемый сигнал, то его можно назвать **порогом чувствительности** фотодетектора, метрологическое определение которого дано ранее. Это означает, что полезные сигналы с уровнем ниже порога чувствительности принципиально нельзя обнаружить методом прямого детектирования, и следует применять специальные методы, описание которых выходит за рамки книги. Во-вторых, величина, обратная NEP, т. е. $D = 1/\text{NEP}$, именуется **обнаружительной способностью** фотодетектора, но в спецификациях на эти приборы указывается и обычно нормируется третий параметр — **удельная обнаружительная способность**

$$D^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{\text{NEP}} \quad \left[\frac{\text{см}\sqrt{\text{Гц}}}{\text{Вт}} \right],$$

где A — активная площадь приемной поверхности фотодетектора, Δf — полоса электронных частот.

Перейдем к рассмотрению принципов построения и отличительных особенностей ОЭИП тепловой и фотонной групп, т. е. последовательно в каждой из обеих групп ОЭИП опишем принцип действия и классифицируем преобразователи по характерным признакам, отметим их достоинства и недостатки, которые следует учитывать при решении измерительных задач.

Более детально различные ОЭИП вместе с их схемами включения в соответствующие средства оптической радиометрии будут описаны в дальнейших разделах, где рассматриваются методы и средства измерений, применяемые в фотометрии, радиометрии, лазерометрии, а также при создании и эксплуатации эталонов в этих видах и подвидах измерений.

4.2. Тепловые ОЭИП

4.2.1. Основы построения и классификации тепловых ОЭИП. Поскольку именно ОЭИП выполняет в цепочке оптоэлектрического преобразования по существу функцию первичного измерительного преобра-

зователя, в дальнейшем будем пользоваться также принятым нами ранее сокращением ПИП.

Тепловой принцип преобразования состоит в том, что в ПИП происходит как минимум двукратное преобразование энергии, при этом всегда в таком порядке: сначала часть входной оптической энергии в **приемном элементе** ПИП преобразуется в тепловую, а затем часть тепловой энергии, пропорциональная входной оптической величине, в **чувствительном элементе** ПИП преобразуется в сигнал измерительной информации, удобный для дальнейшей передачи, преобразования или регистрации. Чаще всего таким сигналом является изменение электрической величины: ЭДС, сопротивления, емкости, частоты и пр. Реже в чувствительном элементе происходит преобразование тепловой энергии в изменение неэлектрических величин, подлежащих измерению и регистрации.

При выборе как принципов построения приемных и чувствительных элементов тепловых ПИП, так и характера взаимосвязи этих элементов между собой и оболочкой ПИП, исходят из конкретных требований к свойствам преобразователей. Этот выбор в большинстве случаев определяется тем, для преобразования какого из энергетических параметров будет использоваться ПИП: энергии одиночных импульсов или мощности непрерывного либо импульсно-модулированного излучения, каковы уровни этих параметров, их плотность и однородность по сечению пучков, размеры сечений, расходимость, спектральный диапазон излучения, а также каковы требования к селективности, коэффициенту преобразования, временному разрешению или быстродействию, информативной способности, погрешности СИ и т. п.

Классифицировать тепловые ПИП можно по принципам построения их отдельных элементов и характеру взаимосвязи между ними.

Первым в цепи преобразования измеряемой величины является приемный элемент, часто именуемый поглотителем. Рассмотрим некоторые классификационные признаки тепловых ПИП, вытекающие из свойств этого элемента.

По апертуре приемного элемента тепловые ПИП можно условно разделить на **узкоапертурные** и **широкоапертурные**, что применительно к лазерному излучению характеризует возможность преобразования энергии и мощности при соответственно малых и больших размерах поперечных сечений его пучков.

Широкоапертурные преобразователи обеспечивают измерения энергетических параметров больших пучков лазерного излучения без применения фокусирующей оптики, что позволяет избежать дополнительных погрешностей, связанных с ее использованием, и нежелательного увеличения плотности излучения на приемной поверхности. Кроме того, при работе с узкими пучками, широкоапертурные приборы позволяют значительно уменьшить объемы юстировочных работ и повысить надежность измерений.

Вместе с тем апертура частично определяет линейные размеры, поверхность и массу приемного элемента. От размеров поверхности зависит теплообмен с окружающей средой или оболочкой ПИП. С этой точки зрения, для снижения порога чувствительности, при измерении слабых потоков излучения, выгодно использовать при равной массе и теплоемкости приемные элементы малых размеров.

От массы приемного элемента может зависеть быстродействие, коэффициент преобразования и линейность теплового ПИП. Стремясь увеличить пер-

вые два из указанных параметров ПИП, уменьшают его массу. Для этого иногда функции приемного элемента возлагают либо на материал чувствительного элемента, либо на наносимое на него поглощающее покрытие. Такие решения характерны, например, для пироприемников, термоэлементов и болометров (о них сказано далее), обладающих высоким быстродействием и большим коэффициентом преобразования. Совмещение приемного и чувствительного элементов наблюдается также в некоторых тепловых ПИП, имеющих постоянную температуру, например, в азотном. Этот ПИП представляет собой приемный элемент переменной массы, в котором часть жидкого азота испаряется в процессе работы.

Иногда оказывается полезным увеличивать массу приемного элемента. Например, в тех случаях, когда при работе с высокими уровнями энергии необходимо уменьшить перегрев приемного элемента и тем самым улучшить его линейность в широком динамическом диапазоне.

Тепловые ПИП с достаточно массивным, конструктивно развитым приемным элементом традиционно именуют **калориметрами**.

По **форме** приемные элементы ПИП можно разделить на **плоские** и **полостные**. К последним относятся конические, сферические, цилиндрические, комбинированные (рис. 4.1).

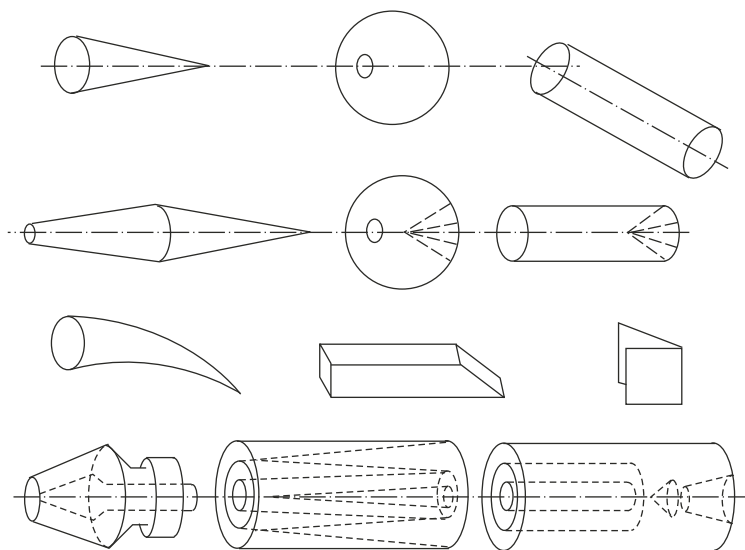


Рис. 4.1. Конструкции полостных приемных элементов тепловых ПИП

От формы приемного элемента зависит его поглощательная способность, неселективность и стойкость к излучению. Выбор надлежащей формы позволяет значительно улучшить эти характеристики, свойственные материалу приемного элемента или поглощающего покрытия, особенно при отсутствии входной оптики. Кроме того, при равных апертуре и толщине, форма определяет линейные размеры, массу и поверхность приемного элемента и ПИП в целом, а следовательно, влияет на его быстродействие, коэффициент преобразования и пределы динамического диапазона. От формы могут зависеть

разбросы значений поглотительной способности и коэффициента преобразования энергетических параметров узкого пучка лазерного излучения в различных зонах приемной поверхности. Например, поглотительная способность конического приемного элемента может увеличиваться от края к вершине конуса, при этом характер ее изменения может зависеть от длины волны излучения. Поскольку распределение мощности или энергии по сечению пучка лазерного излучения неоднородно и в общем случае носит случайный характер, это может приводить к соответствующим погрешностям их измерения. Плоская приемная поверхность может быть лишена этих недостатков. Кроме того, применение зеркально отражающей плоской приемной поверхности позволяет реализовать так называемые **преобразователи проходного типа на «отражение»**, в которых поглощается и преобразуется в тепловую лишь небольшая часть энергии или мощности излучения, а остальная часть, отраженная от приемной поверхности без значительных искажений структуры пучка, может использоваться по своему назначению.

По виду агрегатного состояния материала приемного элемента тепловые ПИП можно разделить на твердотельные и комбинированные. От оптических, теплофизических и механических свойств материала зависят стойкость, поглотительная способность, коэффициент преобразования, быстродействие и ряд других свойств ПИП.

Обычно в ПИП используются твердотельные, а реже — комбинированные приемные элементы, когда в твердотельной оболочке за прозрачным входным окном содержится газ или жидкость. В таких приемных элементах, обычно называемых **объемными поглотителями**, излучение поглощается в значительном объеме, благодаря чему они могут без изменения свойств выдерживать очень большие лучевые нагрузки. К объемным поглотителям относятся и твердотельные приемные элементы, изготовленные из прозрачных материалов. И те, и другие могут быть использованы для создания ПИП **проходного типа «на пропускание»**.

В другом конструктивном решении комбинированного приемного элемента, называемого обычно **проточным**, жидкость используется не как поглотитель, а как теплоноситель, принудительная циркуляция которого позволяет интенсивно отводить тепло от воспринимающей излучение твердой приемной поверхности, что облегчает работу с высокими уровнями мощности непрерывного и импульсно-модулированного лазерного излучения. Возможно создание такого прибора и с использованием объемного поглотителя.

Для создания приемных элементов часто используется и комбинация различных материалов, например, металла и диэлектрика или полупроводника. В этом случае применение металла может обеспечить получение требуемых механических, теплофизических и частично оптических свойств приемного элемента, а использование других материалов, например, в качестве поглощающих покрытий — требуемых оптических свойств.

Из сказанного видно, что свойства приемных элементов тесно переплетаются между собой. Например, апертура и форма связаны с массой и т.п. Поэтому при создании теплового ПИП, в зависимости от конкретных требований к его свойствам, приходится комплексно решать задачи выбора апертуры, формы, массы и материала приемного элемента, т.е. необходим оптимизационный синтез преобразователя. Нельзя не отметить такую важную конструктивную особенность большинства приемных элементов тепловых ПИП, как

электрический нагреватель, позволяющий проводить электрическую градуировку преобразователей методом замещения. Часто этот нагреватель стремятся расположить таким образом по телу приемного элемента, чтобы характер температурных полей последнего при электрическом и оптическом воздействиях был по возможности одинаковым.

Классифицируя ПИП по свойствам **чувствительного элемента**, а именно, по виду выходного сигнала измерительной информации, в который преобразуется тепловая энергия, выделенная в приемном элементе, их следует разделить на преобразователи с электрической или неэлектрической выходной величиной.

В свою очередь, чувствительные элементы с электрической выходной величиной делятся на **термоэлектрические, термометры сопротивления, емкостные**. В термоэлектрических чувствительных элементах используется эффект возникновения термо-ЭДС между холодным и нагретым спаями разнородных металлов и полупроводников. Термоэлектрические чувствительные элементы могут быть односпайными (термопары) и многоспайными, т. е. образовывать при последовательном включении термопар так называемые термобатареи, что, соответственно, обеспечивает увеличение $K_{пр}$ ПИП. Термоэлектрические чувствительные элементы могут быть металлическими и полупроводниковыми, проволочными и пленочными.

По общеизвестной классификации ПИП с термоэлектрическим чувствительным элементом, имеющие в качестве выходной величины ЭДС, принадлежат к группе генераторных и не требуют включения в состав ПИП источников питания. В случаях, когда термобатарея непосредственно воспринимает оптическое излучение и практически отсутствует конструктивно развитый приемный элемент, ПИП называют **термоэлементами**.

В чувствительных элементах типа термометров сопротивления выходной величиной является изменение электрического сопротивления. Поэтому ПИП с использованием термометров сопротивления принадлежат к группе параметрических и требуют включения в состав ПИП или соответствующей измерительной схемы источников питания.

Термометры сопротивления могут быть также проволочными и пленочными. Их преимущество по сравнению с термобатареями состоит в том, что они могут обеспечить контакт с телом приемного элемента в большом количестве точек.

В тех случаях, когда термометр сопротивления непосредственно воспринимает оптическое излучение и практически отсутствует конструктивно развитый приемный элемент, ПИП называются **болометрами**.

В емкостных чувствительных элементах в общем случае используется зависимость от температуры диэлектрической постоянной вещества, расположенного между обкладками конденсатора, что приводит к изменению его емкости при нагреве оптическим излучением одной из обкладок. В качестве диэлектриков обычно используют пироэлектрики, в которых под воздействием переменной температуры изменяется спонтанная поляризация (пироэлектрический эффект). На выходе такого чувствительного элемента появляется ЭДС, поэтому ПИП с пироэлектрическими чувствительными элементами относятся к группе генераторных. Более того, они обязательно требуют, чтобы входное излучение было изменяющимся во времени (частотная последовательность или однократный импульс).

Обычно проектируют ПИП с пироэлектрическим чувствительным элементом практически без приемного элемента, стараясь, чтобы все излучение по возможности воспринималось поверхностью самого пироэлектрика с тонким, прозрачным для излучения напыленным электродом. Такие ПИП называют **пироприемниками**.

Емкостные чувствительные элементы могут быть созданы и с использованием пьезоэффекта, возникающего в сегнетоэлектрике при его механических деформациях в результате нагрева оптическим излучением.

Реже в тепловых ПИП используются чувствительные элементы, в которых тепловая энергия вызывает изменения неэлектрических величин. Эти чувствительные элементы могут быть построены на таких эффектах, сопровождающих поглощение тепла, как увеличение линейных размеров тела, объема газов, жидкостей и твердых тел, давления газов и жидкостей, изменение агрегатного состояния и объемного соотношения фаз (например, таяние льда), уменьшение массы (например, испарение жидкого азота). В повседневной измерительной практике ПИП с такими чувствительными элементами (калориметрами) используются довольно редко, поэтому здесь не рассматриваются.

Следующий важный момент, характеризующий принцип построения ПИП, — **узел взаимосвязи чувствительного и приемного элементов**. От конструктивного решения этого узла во многом зависят такие свойства ПИП, как $K_{\text{пр}}$ и быстродействие. Так, для получения больших коэффициента преобразования и быстродействия стремятся к достижению наилучшего теплового контакта между приемным и чувствительным элементами, а в предельном случае — к их совмещению. Последнее реализовано, например, в термоэлементах, болометрах и пироприемниках.

Одной из важных характеристик ПИП является разброс локальных значений $K_{\text{пр}}$ по всей воспринимающей излучение поверхности приемного элемента, часто именуемый зонной характеристикой (ЗХ). Это свойство ПИП также зависит от выбранного конструктивного решения рассматриваемого узла. Для уменьшения разброса чувствительный элемент (спаян термобатарей, тело термометра сопротивления) равномерно (или по определенному закону) распределяется по поверхности приемного. При этом обычно стремятся к минимальному и равномерному термическому сопротивлению между ними по всей поверхности контакта. При таких конструктивных решениях в ПИП, работающих в импульсном режиме (измерение энергии), приемный элемент в момент достижения выходным сигналом регистрируемого значения (обычно максимального напряжения) находится в неустановившемся режиме, когда его температурное поле еще не зависит от характера распределения по приемной поверхности энергии воздействующего на нее излучения (иррегулярный режим). В этом случае с помощью равномерно распределенного чувствительного элемента осуществляется интегрирование значений температуры в различных точках поверхности приемного элемента, что и обеспечивает пропорциональность выходного и входного (энергия излучения) сигналов, независимо от характера температурного поля приемного элемента. Кроме того, такого рода ПИП могут характеризоваться большим $K_{\text{пр}}$, но требуют высокого уровня развития технологии их изготовления. Частным случаем таких ПИП являются термоэлементы и болометры. Равномерность ЗХ особенно важна в СИ параметров лазерного излучения, так как в большинстве случаев лазеры используются в режиме генерации многомодового излучения, при котором

пространственно-энергетическая характеристика пучка излучения является сложной функцией координат и времени, а сечение пучков может достигать внушительных размеров.

Практически более высокой точности можно добиться при других решениях узла взаимосвязи чувствительного и приемного элементов, например, вводя некоторое термическое сопротивление между ними и, тем самым, увеличивая время (задержку) между начальным тепловым воздействием на приемный элемент и получением выходного сигнала. В этом случае можно добиться, что за время задержки тепловой режим приемного элемента перейдет в стадию, близкую к регулярному режиму первого рода, т. е. его температурное поле практически не будет зависеть от начального распределения тепла по приемной поверхности, и выходной сигнал ПИП практически не будет зависеть от этого распределения даже при произвольном расположении чувствительных элементов по поверхности приемного.

Такое решение позволяет добиться более высокой точности ПИП, избегая усложнения технологии его изготовления. При этом несколько уменьшаются $K_{пр}$ и быстродействие.

В некоторых случаях в рассматриваемом узле взаимосвязи чувствительного и приемного элементов могут происходить промежуточные преобразования энергии. Примером может служить **оптико-акустический** ПИП, в котором тепловая энергия преобразуется сначала в изменение неэлектрической величины — увеличение объема газа, приводящее к прогибу мембраны, которая является в то же время обкладкой конденсатора, и ее деформация изменяет электрическую емкость последнего.

Если совокупность приемного и чувствительного элементов с узлом их взаимосвязи рассматривать как **преобразовательный элемент**, то по **количеству** таких элементов тепловые ПИП можно, во-первых, разделить на **одинарные** и **двойные**.

До сих пор рассматривались одинарные ПИП. В двойном имеются два преобразовательных элемента, каждый из которых, как говорилось ранее, состоит из приемного и чувствительного элементов (существо дела не меняется, если функции приемного и чувствительного элементов выполняет только чувствительный элемент), при этом последние включены по дифференциальной схеме. Один преобразовательный элемент (называемый **обычно рабочим**) находится под воздействием излучения, а другой — экранирован и используется, например, как компенсационный. Этим может быть достигнуто снижение уровня шумов и порога чувствительности ПИП, т. е. расширение его рабочего диапазона в сторону малых уровней энергии или мощности излучения. Кроме того, применение двойных ПИП расширяет возможности выбора методов измерения этих параметров.

Во-вторых, продолжая классификацию тепловых ПИП по количеству преобразовательных элементов, можно выделить группу преобразователей, имеющих составные рабочие преобразовательные элементы, каждая отдельная составная часть которых имеет собственный приемный и чувствительный элементы и работает независимо от других. Эти отдельные составные части сложного преобразовательного элемента могут отличаться друг от друга как по форме, так и по расположению в пространстве. Например, в некоторых высокоточных преобразователях расположение и форма этих отдельных частей таковы, что их ансамбль образует полость с высокой поглощательной

способностью, а в преобразователях для измерения распределения энергетических параметров в сечении больших пучков излучения — составную панель больших размеров и др. При этом ПИП с составными преобразовательными элементами могут быть комбинированными, т. е. иметь в качестве отдельных составных частей наряду с калориметрами и термоэлементами, болометры и элементы, построенные на нетепловых физических принципах преобразования (например, фотоэлектрические). Кроме того, ПИП с составными преобразовательными элементами могут быть двойными, когда чувствительные элементы идентичных составных частей соединяются попарно по дифференциальной схеме.

В классификации ПИП следует отразить и характер взаимосвязи приемного и чувствительного элементов с оболочкой ПИП и окружающей средой. Эта тепловая связь может быть слабой или сильной. Слабая тепловая связь способствует уменьшению тепловых шумов и повышению коэффициента преобразования и используется при создании ПИП для слабых потоков излучения. При этом, стремясь к ослаблению связи, используют вакуумирование полости между приемным элементом и оболочкой. Примером могут служить **вакуумные** термоэлементы и болометры.

Сильная тепловая связь свойственна ПИП, предназначенным для преобразования средних и высоких уровней излучений, так как она обеспечивает стоки больших количеств тепла и предохраняет приемные элементы от чрезмерных перегревов и разрушений. Другое следствие сильной связи — увеличение быстродействия преобразователей. Стоки можно разделить на **активные** и **пассивные**. Пассивные стоки обеспечивают отвод тепла от приемного элемента к оболочке и в окружающую среду теплопроводностью по его телу, телу чувствительного элемента и воздуху, а также за счет естественной конвекции и излучения. Активные стоки обеспечиваются за счет принудительной циркуляции жидкости или воздуха. Примером могут служить проточные калориметры, калориметры **стержневого** типа с охлаждаемым торцом и т. п.

Взаимосвязь приемного элемента с оболочкой и окружающей средой можно классифицировать и по другим признакам, например, как переменную или постоянную во времени. Последняя характерна, например, для ледяного ПИП, у которого температура приемного элемента, а следовательно, и его теплообмен с оболочкой и окружающей средой не изменяются в процессе поглощения тепла, а меняется лишь суммарный объем двух фаз агрегатного состояния чувствительного элемента за счет изменения соотношения их масс. В азотном ПИП при постоянстве температуры его приемного (он же и чувствительный) элемента происходит тепломассообмен последнего с окружающей средой при испарении части его материала. При этом интенсивность массообмена связана с интенсивностью теплового воздействия. Преобразователи двух последних типов часто называют **изотермическими**.

Наконец, классифицировать ПИП можно по типу оболочки и ее связи с окружающей средой. Здесь следует отметить, что оболочки могут быть: теплоемкими, сглаживающими колебания температуры окружающей среды за счет высокой теплоемкости; теплоизолирующими, приводящими к аналогичному результату за счет большого термического сопротивления (пористые, вакуумированные и др.); комбинированными, т. е. имеющими теплоемкие и теплоизолирующие элементы.

В перечисленных типах оболочек использована пассивная термостабилизация приемного и чувствительного элементов ПИП. Однако эта задача может решаться активной термостабилизацией, например, с использованием термостатированной жидкости, тающего льда, жидкого азота и гелия. В этом случае решается задача не только сглаживания колебаний температуры, но и поддержания ее на определенном уровне.

Преобразователи на жидком азоте или гелии, называемые глубокоохлаждаемыми, используются для измерения сверхмалых уровней излучения. Глубокое охлаждение позволяет существенно снизить шумы ПИП и тем самым уменьшить порог чувствительности, а также увеличить быстродействие преобразователя за счет снижения теплоемкости. К ПИП этого типа относятся полупроводниковые охлаждаемые и сверхпроводящие болометры.

Оболочки по форме можно разделить на замкнутые и незамкнутые. К замкнутым относят оболочки, наиболее полно охватывающие приемные и чувствительные элементы ПИП и имеющие входное окно для ввода излучения, закрытое кварцевой, сапфировой, германиевой или другой пластиной, обеспечивающей пропускание излучения в требуемом спектральном диапазоне. Замкнутые оболочки характерны для преобразователей малых уровней энергетических параметров излучений. Естественно, только такие оболочки могут иметь вакуумные термоэлементы и болометры. В этом случае оболочка должна быть не только замкнутой, но и вакуумно-плотной. Недостаток этих оболочек — ограничение спектрального диапазона полосой пропускания входного окна, а также дополнительные погрешности, связанные с селективностью ПИП в рабочем спектральном диапазоне. К незамкнутым относятся оболочки, имеющие открытое окно, а также не полностью охватывающие приемный и чувствительный элементы и в предельном случае прикрывающие их лишь с одной стороны. Такие решения обычно используются лишь при создании преобразователей энергетических параметров излучений средних и больших уровней.

Подведем итоги. Поскольку все тепловые ПИП сначала воспринимают оптическую мощность или энергию, нагреваются и далее рассеивают тепло в окружающую среду, вырабатывая измерительный сигнал, пропорциональный тепловому потоку, в принципе они являются калориметрами. Однако, как указывалось выше, в литературе сформировались устойчивые названия ПИП, ассоциируемые обычно с некоторой совокупностью характерных признаков, свойственных ПИП определенных типов.

По традиции в дальнейшем будем называть **калориметрами** те ПИП переменной температуры, которые имеют достаточно развитый, не объединенный с чувствительным приемный элемент, а также ПИП постоянной температуры. СИ на их основе, обычно довольно инерционные приборы, используются для измерения усредняемых во времени энергетических параметров лазерного излучения, таких как энергия и средняя мощность. Они могут работать в очень широком спектральном и динамическом диапазонах, в высокоинтенсивных потоках лазерного излучения. В них могут быть достигнуты наиболее высокие точности измерений. Калориметры могут градуироваться с помощью электрической мощности или энергии методом замещения.

Термоэлементами будем называть тепловые ПИП, имеющие термоэлектрический пленочный или проволочный чувствительный элемент, одновременно выполняющий функции приемного, а также ПИП, в которых роль

приемного элемента выполняет лишь поглощающее покрытие. Термоэлементы по сравнению с калориметрами обладают обычно более высокими коэффициентами преобразования и быстродействием. Приемно-чувствительный элемент этих приборов часто помещают в вакуумированную оболочку. В этих случаях термоэлементы называются вакуумными. Последние обычно используются в СИ более слабых потоков излучения.

Болометрами традиционно называются как проволочные, так и пленочные термометры сопротивления, которые либо непосредственно, либо через поглощающее покрытие воспринимают излучение. Они могут иметь достаточно высокое быстродействие и использоваться для преобразования еще более слабых потоков излучения, чем термоэлементы. Часто используются вакуумные болометры. Глубокоохлаждаемые болометры, работающие при температурах жидкого азота и гелия, используют для измерения сверхмалых потоков излучения или достижения высокого временного разрешения.

Наконец, **пироприемниками** называют такие ПИП, у которых материалом приемного элемента, воспринимающим излучение, служит сегнетозлектрик или нанесенное на него поглощающее покрытие. Пироприемники также могут обладать высокими быстродействием и коэффициентом преобразования, а при соответствующей форме приемной поверхности — неселективностью. Следует также отметить, что разработаны конструкции пирозлектрических ПИП, градуируемых методом замещения оптической мощности или энергии электрической мощностью или энергией.

Проведенный анализ позволяет представить классификацию тепловых ПИП в виде рис. 4.2, в котором нашли отражение все перечисленные основные классификационные признаки рассматриваемых ИП [26].

Опишем более подробно принципы действия, основные свойства и параметры термоэлементов, болометров и пироприемников.

4.2.2. Термоэлектрические ОЭИП. В этой главе мы не будем более подробно останавливаться на калориметрах, поскольку ОЭИП этого типа нашли преимущественное применение при измерении энергетических величин, характеризующих лазерное излучение, и в соответствующем разделе книги им будет уделено внимание. Здесь же мы познакомимся с группой термоэлектрических ОЭИП, которые в классификационной таблице названы термоэлементами.

Наиболее типичными представителями термоэлементов являются термопарные ОЭИП. Принцип действия термопары основан на эффекте Зеебека и хорошо известен из курса физики. Коэффициенты Зеебека для спаев различных металлов достигают нескольких микровольт на градус Цельсия при комнатной температуре, и лишь в термоспаях висмут–сурьма имеет место максимум порядка 100 мкВ/°С.

В целях повышения $K_{\text{пр}}$ определенное количество термопар соединяются последовательно, образуя термобатарею. Схема включения термоэлемента предельно проста: рабочий спай термопары или термобатареи находится в тепловом контакте с чувствительным элементом ОЭИП, поглощающим падающее на приемную площадку излучение, а так называемый холодный спай выдерживается при определенной температуре (например, в сосуде с таящим льдом) и называется опорным или референтным. Возникающая термо-ЭДС, являющаяся выходной величиной, измеряется микровольтметром; она про-

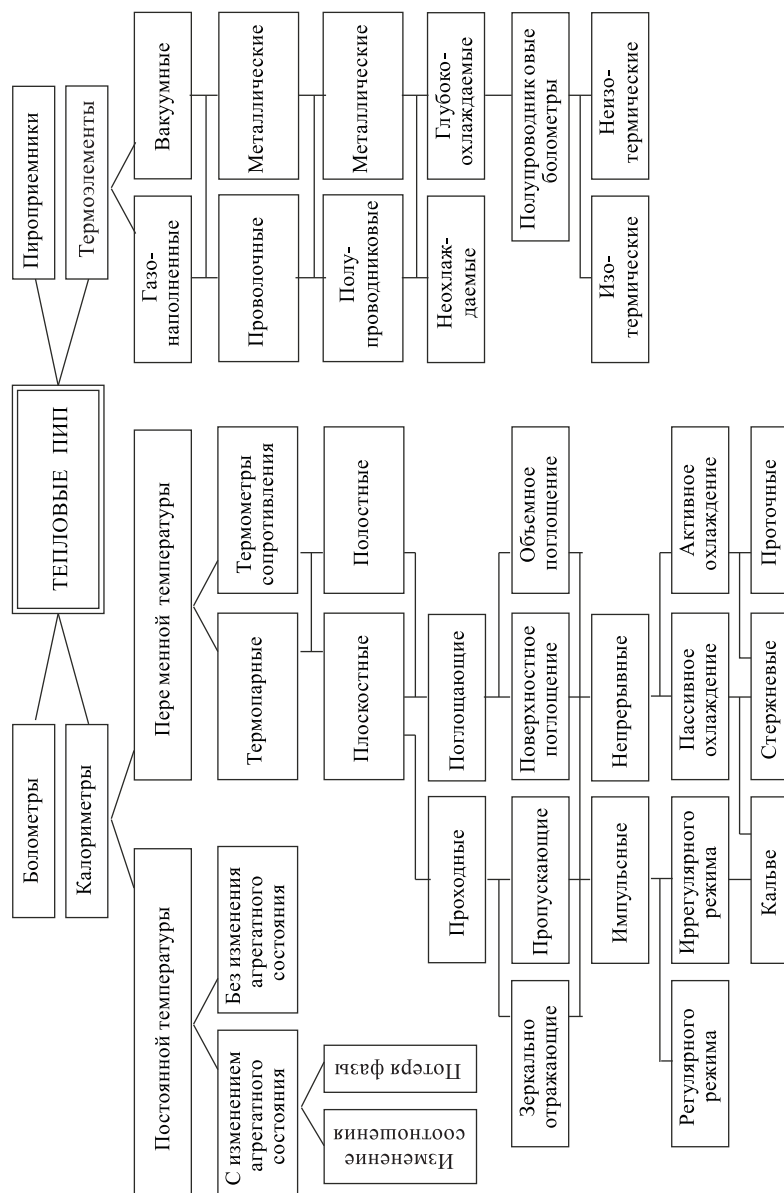


Рис. 4.2. Классификация тепловых ПИП

порциональна разности температур между спаями, а коэффициентом пропорциональности служит коэффициент Зеебека.

Основные процессы в любом термоэлектрическом ОЭИП подчиняются законам термодинамики. Коэффициент преобразования термоэлемента зависит от трех параметров: коэффициента Зеебека, излучательной способности поглотителя и теплопроводности подводящих проводов, соединяющих спай между собой и с микровольтметром.

Излучательная способность поглотителя вносит наиболее существенный «термодинамический вклад» в $K_{\text{пр}}$, так как любой хороший поглотитель обладает высокой излучательной способностью. Более того, чем выше коэффициент поглощения приемной поверхности, тем выше температура поглотителя при той же оптической мощности, что приводит к увеличению $K_{\text{пр}}$ при данном значении коэффициента Зеебека.

Наоборот, высокая теплопроводность снижает $K_{\text{пр}}$, так как энергия рассеивается, не достигая чувствительного элемента. Ослабления этого эффекта добиваются использованием проводников с малой теплопроводностью для присоединения к рабочему спая термоэлемента, но при этом возрастает электрическое сопротивление, что ведет к уменьшению $K_{\text{пр}}$. Единственным правильным решением, оптимизирующим конструкцию термоэлемента по критерию экстремума $K_{\text{пр}}$, является обеспечение «равновесия» между тепловой и электрической проводимостями путем уменьшения первой из них и увеличения второй.

Следующим термодинамическим фактором, снижающим $K_{\text{пр}}$, является теплоемкость поглотителя, поскольку с ее увеличением возрастает энергия, требуемая для возрастания температуры до требуемого уровня. Уменьшение теплоемкости достигается сокращением массы поглотителя.

Таким образом, увеличение $K_{\text{пр}}$ термоэлемента требует выбора материалов с предельно возможным значением коэффициента Зеебека (например, спай висмут-сурьма), увеличения излучательной способности поглотителя (к примеру, путем его чернения), минимизации теплопроводности подводящих проводов и массы поглотителя. Однако не следует при этом забывать о других параметрах ОЭИП.

Например, уменьшение теплопроводности сокращает возможности работы термоэлемента с модулированным излучением, так как препятствие на пути стока тепла затрудняет охлаждение чувствительного элемента в промежутках между импульсами, поскольку оно может осуществляться в этом случае преимущественно излучением. Кроме того, увеличение сопротивления схемы приводит к возрастанию джонсоновского шума и соответствующему уменьшению обнаружительной способности, что имеет значение для термоэлемента, работающего в режиме детектирования слабых сигналов.

Как правило, термоэлементы имеют невысокие значения $K_{\text{пр}}$. Однако использование в чувствительных элементах термобатарей позволяет частично преодолеть этот недостаток, но при этом увеличивается инерционность ОЭИП из-за возрастания теплоемкости, порождаемого увеличением числа рабочих спаев. Здесь на помощь приходят термобатарей с рабочими спаями, изготовленными из тонкопленочных полупроводниковых материалов.

4.2.3. БолOMETрические ОЭИП. В отличие от термоэлемента, выходной величиной болометра служит изменяющееся под воздействием измеряе-

мой оптической мощности электрическое сопротивление. Измерительная схема обычно представляет собой ординарный мост (мост Уинстона). Здесь также падающий лучистый поток преобразуется поглотителем в тепло, воздействующее на включенный в плечо моста резистор. В современных болометрических ОЭИП в противоположные плечи моста включаются по одному идентичному поглощающему резистору, но один из них экранируется от измеряемого лучистого потока, чем достигается независимость в определенных пределах выходной величины болометра от изменений температуры.

Все шире распространяются термисторы, основу которых составляют не чистые металлы типа платины или никеля, а оксиды никеля, магния, кобальта, имеющие более низкую теплоемкость и более высокий температурный коэффициент сопротивления. Например, при комнатной температуре у металлов этот коэффициент равен $\sim 0,005/^\circ\text{C}$, а у термисторов — $0,06/^\circ\text{C}$, т. е. на порядок выше. Как видно, термисторы являются полупроводниками, и их температурный коэффициент сопротивления отрицателен. Все чаще болометры изготавливаются из Ge, Si, AsSe₃. К примеру, болометры из Ge достигают при гелиевых температурах ($< 4\text{ K}$) потенциальной обнаружительной способности в спектральном диапазоне от 5 до 100 мкм.

Криогенные температуры способствуют улучшению ряда характеристик и параметров болометров: увеличивается температурный коэффициент сопротивления, уменьшается теплоемкость, подавляются источники зависящих от температуры шумов (в частности, джонсоновского шума). Более того, сверхнизкие температуры существенно увеличивают сопротивление полупроводниковых болометров, что облегчает условия их согласования с электронными схемами.

Возможность работы болометрических ОЭИП и детекторов при криогенных температурах позволила создать **сверхпроводящие болометры**. Они работают при температурах перехода полупроводников, когда при изменении температуры их сопротивление меняется скачкообразно и благодаря этому существенно увеличивается $K_{\text{пр}}$, и снижается порог чувствительности.

Однако серьезным недостатком сверхпроводящих болометров является необходимость строгого контроля и стабилизации их рабочей температуры во избежание нежелательных отклонений сопротивления от номинала.

В последние годы разработаны высокотемпературные сверхпроводящие материалы для болометров, в частности, бариево-медный оксид иттрия.

4.2.4. Пироэлектрические ОЭИП. Одним из распространенных и перспективных ОЭИП тепловой группы является пироэлектрический преобразователь, в котором чувствительным элементом служит ферроэлектрический поглотитель падающего потока излучения. Ферроэлектрические материалы обладают постоянным внутренним дипольным моментом. Это означает, что атомные диполи вещества имеют предпочтительное направление электрической поляризации даже в отсутствие внешнего приложенного к материалу электрического поля.

При любой температуре ниже точки Кюри внутренняя поляризация ферроэлектрика никак себя не проявляет на поверхности, поскольку ее влияние компенсируется свободными носителями зарядов внутри или вне материала, мигрирующими к поверхностям. Изменения температуры вызывают соответствующие изменения поляризации, порождающие подлежащие измерению ва-

риации поверхностного заряда. В сочетании с подходящей электронной схемой такой чувствительный элемент образует пироэлектрический ОЭИП, выходной величиной которого являются электрический ток или напряжение, пропорциональные скорости изменения температуры. Интенсивность выходного сигнала такого ОЭИП непосредственно зависит от площади приемной поверхности поглотителя, пироэлектрического коэффициента dP/dT (P — поляризация, T — температура) и сопротивления нагрузки.

Все рассмотренные в предыдущих двух пунктах термодинамические факторы (излучательная способность, теплоемкость, теплопроводность) влияют на пироэлектрический ОЭИП аналогично их влиянию на термоэлементы и болометры.

Преобразователи этого типа не реагируют на неизменные во времени (постоянные) потоки излучения, лишь прерывание, модуляция, а также пульсации (импульсный режим) и перемещение в пространстве лучистого потока приводят к изменению температуры поглотителя. Несмотря на то, что пироэлектрические ОЭИП относятся к тепловой группе, их инерционность может быть достаточно малой, т.е. они способны работать в широком диапазоне частот изменения входного излучения.

Ферроэлектрические поглотители для наиболее чувствительных пироэлектрических ОЭИП изготавливаются из нецентросимметричных диэлектриков (например, триглицинсульфата — ТГС, ниобата или танталата лития). Кроме того, нередко используются керамика PZT или пластмассовые пленки из поливинилиденфторида.

4.2.5. Преобразователи других типов. Как было отмечено ранее, наряду с кратко описанными тремя (не считая калориметров!) основными наиболее распространенными подгруппами ОЭИП тепловой группы иногда пользуются становящимися «экзотическими» преобразователями, построенными на иных принципах преобразования входной оптической величины. В пневматическом преобразователе Голея оптическое излучение, попавшее через входное окно в ячейку, заполненную газом, разогревает поглотитель, отдающий тепло газу. Последний расширяется и прогибает тонкую зеркальную мембрану, заделанную в корпус ячейки в торце, противоположном входному окну. На зеркальную поверхность мембраны фокусируется поток излучения, воспринимаемый после отражения фотодетектором. Преобразователь Голея практически неселективен (ограничение вносит лишь входное окно) в широком диапазоне длин волн — от видимого до микроволнового излучения.

Известны также регистраторы испарения (эвапорографы), термоэмиссионные и жидkokристаллические приборы, которые пытаются использовать в качестве детекторов оптического излучения. Однако в качестве ОЭИП они применяются лишь в некоторых специальных измерительных схемах, поэтому, как и говорилось ранее, на них мы не будем останавливаться.

4.3. Фотонные ОЭИП

Основой фотоэлектрического принципа измерительного преобразования энергетических параметров оптического излучения является поглощение фотона, сопровождаемое электрически регистрируемым переходом носителей заряда на более высокие энергетические уровни. В качестве ПИП использу-

ются фотоприемники (ФП), которые обычно делят на две группы: с внешним и с внутренним фотоэффектом. Речь идет в обоих случаях о прямом взаимодействии квантов излучения с электронами, поэтому ФП такого типа называют еще квантовыми. Выходной электрический сигнал таких ФП зависит не от мощности падающего излучения, а от количества квантов излучения и энергии каждого кванта.

Общее выражение для характеристики преобразования входного оптического сигнала в выходной электрический сигнал можно записать в следующем виде:

$$I = I_{\text{ФП}} + I_T = s_{\lambda} P + I_T,$$

где I — полный ток, протекающий через ФП, [А]; $I_{\text{ФП}}$ — ток через ФП, вызванный падающим потоком излучения, [А]; I_T — темновой ток, [А]; s_{λ} — спектральный коэффициент преобразования или абсолютная спектральная чувствительность ФП, [А/Вт]; P — мощность падающего на ФП излучения, [Вт].

ФП как ПИП в приборах оптической радиометрии требуют детального исследования ряда свойств и характеристик, учитывающих их работу в реальных условиях. Основными характеристиками ФП являются спектральный диапазон, $K_{\text{пр}}$, динамический диапазон, быстродействие, шумовые свойства, стабильность $K_{\text{пр}}$, зависимость $K_{\text{пр}}$ от угла падения потока излучения, ЗХ.

Рассмотрим существующие ФП с точки зрения возможности их применения в качестве ПИП в измерительной технике в области оптической радиометрии.

К фотонным ФП, основанным на внешнем фотоэффекте, относятся фотоэмиссионные приборы, а к основанным на внутреннем фотоэффекте — фотоэлектрические полупроводниковые ФП и ФП с p - n -переходами. Особую группу составляют фотоманитные ФП, пока не применяемые в оптической радиометрии.

К фотоэмиссионным ФП относятся фотоэлементы (ФЭ), фотоэлектронные умножители (ФЭУ), электронно-оптические преобразователи (ЭОП), телевизионные трубки и СВЧ-ФП [27]. Применительно к задачам оптической радиометрии нас в дальнейшем будут интересовать лишь ФЭ и ФЭУ, причем, в основном, последние.

К фотоэлектрическим полупроводниковым ФП относятся приборы на халькогенидах свинца, на тройных соединениях, на примесных полупроводниках, приборы с зарядовой связью (ПЗС), приемники с фотонным увлечением, приборы на основе структуры металл–окисел–металл, электронные болометры. Преимущественное применение в задачах оптической радиометрии, да и то в основном в последние десятилетия, получили ФП на ПЗС-структурах.

Чаще всего для решения задач оптической радиометрии применяют ФП на p - n -переходах: фотодиоды (ФД), фотогальванические ФП и фототриоды. Все возрастающий интерес проявляется к лавинным фотодиодам, принцип действия которых основан на явлении ударной ионизации в сильном электрическом поле.

4.3.1. Фотоприемники на основе внешнего фотоэффекта. Спектральный диапазон вакуумных ФП зависит от материала фотокатода. Выпускаемые промышленностью ФЭ и ФЭУ перекрывают диапазон от УФ до ближнего ИК излучения.

Типовые спектральные характеристики (СХ) промышленных фотокатодов представлены в табл. 4.1 [26].

Наиболее широко распространены приборы с сурьмяно-цезиевыми, мультищелочными и серебряно-кислородно-цезиевыми фотокатодами. Коротковолновая граница чувствительности зависит главным образом от прозрачности входного окна прибора, длинноволновая — от материала фотокатода и определяется работой выхода электронов. Для расширения спектрального диапазона вакуумных ФП в длинноволновую область разработаны фотокатоды на двойных и тройных соединениях (например, GaAs, InAsP и др.)

Т а б л и ц а 4.1. Спектральные характеристики фотокатодов

Тип фотокатода	Область спектральной чувствительности, мкм	Пределы изменения максимума спектральной чувствительности, мкм
Ag–O–Cs	0,4–1,2	$0,75 \pm 0,1$
CsSb, массивный	0,35–0,7	$0,45 \pm 0,0$
Cs ₃ Sb, увиолевое окно	0,2–0,65	$0,38 \pm 0,05$
Cs ₃ Sb, полупрозрачный	0,32–0,65	$0,44 \pm 0,04$
Bi–Ag–O–Cs	0,32–0,75	$0,49 \pm 0,05$
Cs ₃ Sb, на металлической подложке	0,3–0,62	$0,39 \pm 0,05$
Na ₂ KSb(Cs)	0,3–0,8	$0,44 \pm 0,04$
CsCb(O), кварцевое окно	0,16–0,65	$0,34 \pm 0,05$
Mg, увиолевое окно	0,2–0,32	$0,225 \pm 0,01$
Na ₂ KSb(Cs), увиолевое окно	0,2–0,85	$0,4 \pm 0,05$
Cs ₂ Te, увиолевое окно	0,2–0,34	$0,225 \pm 0,025$

Одну из основных метрологических характеристик ФЭ — абсолютную спектральную характеристику (АСХ) преобразования — для $h\nu > E_0$ (h — постоянная Планка, ν — частота излучения) можно представить следующим образом:

$$s_\lambda[\text{А/Вт}] = \frac{Q_{\text{эф}}\lambda}{1,24},$$

где $Q_{\text{эф}}$ — эффективный КВ; λ — длина волны излучения, мкм.

Абсолютный коэффициент преобразования ФЭ в максимуме СХ (10^{-3} – 10^{-1}) мА/Вт и меняется в зависимости от типа и конструкции прибора.

Динамический диапазон, в котором сохраняется линейность преобразования оптического сигнала в электрический, для ФЭ сравнительно большой. Нижний предел ограничен шумами и темновым током ФЭ, верхний — влиянием пространственного заряда, продольного сопротивления фотокатода, его «утомлением». В режиме непрерывного облучения нижний предел может достигать 10^{-14} А, верхний не превышает 10^{-4} А. В импульсном режиме верхний предел может быть увеличен до десятков ампер.

Шумы и темновые токи ФЭ сравнительно невелики, однако из-за низкой чувствительности ФЭ нецелесообразно применять их для измерения малых уровней оптических сигналов. В таких случаях следует использовать другие типы ФП с большей чувствительностью. Временные параметры ФП в импульсном режиме обычно описываются параметрами импульсной (длительность импульса) и переходной (время нарастания фронта) характеристик. Для линейных систем эти характеристики однозначно связаны известными соотношениями и измерение одной из них позволяет точно определить остальные.

Однако реальный ФП в силу внутренних нелинейных эффектов нельзя считать идеальной линейной системой, и поэтому выбор того или иного параметра, характеризующего быстродействие, определяется конкретным применением ФП. Временные характеристики ФЭ, предназначенных для измерений в полосе частот до нескольких гигагерц, определяются следующими параметрами: временем τ_1 пролета фотоэлектронов от фотокатода к аноду; дисперсией τ_2 фотоэлектронов по времени пролета до анода за счет радиальных начальных скоростей и углового распределения выхода из фотокатода; временем τ_3 вытекания заряда, образовавшегося на фотокатоде; инерционностью внешнего фотоэффекта τ_4 .

Оценку быстродействия (времени нарастания сигнала) ФЭ можно получить из выражения

$$\tau_{\text{нар}} = \sqrt{\tau_1^2 + \tau_2^2 + \tau_3^2 + \tau_4^2}.$$

По опубликованным данным длительность фотоэмиссии (τ_4) меньше 10^{-12} с, а время пролета от катода к аноду τ_1 определяется расстоянием между электродами и приложенным напряжением и также может быть меньше 10^{-12} с. Таким образом, быстродействие ФЭ ограничено в основном разбросом времен пролета фотоэлектронов от катода к аноду и переходными процессами в контуре фотоэлемент — нагрузка.

Сильноточные временные ФЭ благодаря коаксиальной конструкции позволяют получать время нарастания переходной характеристики (между уровнями 0,1 и 0,9 от максимального значения) порядка 10^{-10} с.

Исследования стабильности $K_{\text{пр}}$ для вакуумных ФП обычно сводятся к изучению процессов «старения» и «утомления» и их влияния на этот параметр. Вопросы, связанные с кратковременной стабильностью (в течение времени, необходимого для проведения измерения энергетических параметров, обычно от нескольких минут до 1–2 ч), практически не рассматриваются. Поэтому при подготовке к измерениям энергетических параметров излучения с помощью ФЭ необходимо проводить исследования стабильности $K_{\text{пр}}$ ФЭ индивидуально.

При построении СИ энергетических параметров лазерного излучения следует также учитывать зависимости $K_{\text{пр}}$ от угла падения и расходимости излучения, а также от ЗХ.

Зависимость $K_{\text{пр}}$ от угла падения и расходимости излучения объясняется, во-первых, соответствующими вариациями коэффициента отражения входного окна приборов, во-вторых, неодинаковой глубиной проникновения излучения в фотокатод. Зонная характеристика определяется неоднородностями материала фотокатода. Количественных данных о ЗХ и ее зависимости от угла

падения и расходимости потока излучения для ФП практически нет; поэтому возникает необходимость индивидуального их исследования.

ФЭУ обладают высоким значением $K_{\text{пр}}$, благодаря наличию умножительной (динодной) системы. Если коэффициент вторичной эмиссии i -го динода σ_i , коэффициент сбора электронов γ_i , m — число каскадов усиления, то коэффициент усиления ФЭУ

$$M = \prod_{i=1}^m \sigma_i \gamma_i,$$

а абсолютная спектральная характеристика преобразования ФЭУ

$$s_{\lambda} = s_{\lambda_k} M,$$

где s_{λ_k} — абсолютная спектральная характеристика преобразования фотокатода ФЭУ, определяемая аналогично спектральной характеристике ФЭ.

Коэффициент преобразования ФЭУ может достигать $\sim 10^5$ А/Вт в максимуме спектральной характеристики. В обычных ФЭУ линейность сохраняется до десятков миллиампер, у современных сильноточных — до единиц ампер.

При измерениях оптических сигналов большой мощности можно увеличить диапазон линейности ФЭУ в область больших потоков, частично используя динодную систему и снимая сигнал с промежуточных динодов. Нижний предел динамического диапазона ограничен шумами и темновыми токами ФЭУ. Темновой ток ФЭУ (так же, как и ФЭ) принципиально не может быть исключен, его минимальное значение определяется термоэлектронной эмиссией фотокатода, усиленной динодной системой. При среднем коэффициенте усиления 10^6 и площади фотокатода 1 см^2 , темновой ток ФЭУ составляет $(10^{-11} - 10^{-5})$ А. Подбором конструкции ФЭУ и напряжения питания темновой ток можно свести к минимуму. Темновой ток и фототок ФЭУ подвержены флуктуациям вокруг среднего значения. Флуктуации анодного тока ФЭУ определяют минимальное значение потока излучения, которое может быть измерено при помощи ФЭУ.

На уровень шума анодного тока ФЭУ влияет много факторов, в зависимости от конструкции прибора и условий его применения. Поэтому при использовании ФЭУ в СИ малых потоков излучения необходимо исследовать его шумовые характеристики в рабочих условиях. Инерционность ФЭУ определяют его четыре основных узла: катодная камера (t_k), входной каскад электронного умножителя ($t_{\text{вх}}$), многокаскадный усилитель тока (t_y) и выходной каскад ($t_{\text{вых}}$). Время нарастания сигнала ФЭУ может быть выражено следующим образом:

$$\tau_{\text{нар}} = \sqrt{t_k^2 + t_{\text{вх}}^2 + t_y^2 + t_{\text{вых}}^2}.$$

Временное разрешение катодной камеры определяется, главным образом, как и у ФЭ, разбросом времен пролета электронов от катода к первому диноду. Временные свойства входной камеры и многокаскадного усилителя, в основном, определяются разбросом времен пролета электронов в динодной системе. Быстродействие современных ФЭУ составляет (30–1) нс.

Вопросы исследования стабильности $K_{\text{пр}}$ ФЭУ обычно сводятся так же, как и для ФЭ, к изучению процессов «старения» и «утомления». Кратко-

временная стабильность $K_{пр}$ за время, необходимое для измерения энергетических параметров, изучена слабо. Для некоторых типов ФЭУ при отборе лучших образцов удается достичь нестабильности $\sim 1\%$ в импульсном режиме. Зонная характеристика и $K_{пр}$ определяются теми же факторами, что и для ФЭ.

Обычно разность потенциалов между анодом и катодом равна 1–2 кВ, и при десяти динодах падение напряжения между соседними динодами равно 100–200 В. Этого достаточно, чтобы обеспечить большое усиление и быстрое действие порядка наносекунд. В зависимости от требуемых параметров и назначения современные ФЭУ могут иметь различные взаимные расположения и конструкции динодов: круглой сетки, коробчато-сетчатого, с линейной фокусировкой, типа «венецианского стекла», тонкой сетки, микроканальных пластин.

Для перекрытия разных спектральных интервалов используются следующие **материалы фотокатодов**:

УФ излучения (115–200) нм — йодид цезия;

видимого излучения — Sb–Cs и бищелочные (Sb–Rb–Cs, Sb–K–Cs);

УФ, видимого и ближнего ИК излучения — (350–850) нм — Sb–Na–K–Cs и GaAs; (300–1200) нм — Ag–O–Cs и In GaAs;

материалы стекол:

при длине волны отсечки 0,3 мкм — наиболее употребительно боросиликатное стекло;

при длинах волн отсечки 0,115; 0,150 и 0,160 мкм — фтористый магний, сапфир и синтетический кремний, соответственно.

Все более популярным типом динодной системы ФЭУ становится МКП. Вместо последовательно расположенных динодов, многократным динодом служит небольшой стеклянный капиллярный канал, поскольку в нем электроны неоднократно бьются о стенки, отскакивают от них, умножаясь в количестве при каждом ударе. Канал имеет внутренний диаметр от 6 до 20 мкм, несколько их тысяч собираются в матрицу. Поскольку МКП значительно сокращают путь, проходимый каждым электроном, постоянная времени уменьшается до сотен пикосекунд.

Одним из главных преимуществ МКП по сравнению с ФЭУ других типов является резко сниженная чувствительность к внешнему магнитному полю: допустимыми значениями магнитной индукции в параллельном и поперечном каналах направлениях считаются 2 и 0,07 Тл, соответственно.

В качестве примера наиболее современных ФЭУ приведем сведения из фирменного каталога японской фирмы Hamamatsu за 1997 г. о семействе ФЭУ серии R5600 в металлических корпусах и в виде модульных конструкций [28]. Группа ФЭУ типа R5600U — стандартные приборы, которые можно использовать в качестве ПИП в оптико-радиометрических СИ. Группа типа R5600P специально предназначена для применения в схемах счета фотонов, т.е. для работы в потоках предельно слабой интенсивности.

Все ФЭУ этого семейства выпускаются в стандартном металлическом корпусе ТО-8, используемом для размещения полупроводниковых оптико-электронных приборов, но при этом $K_{пр}$ ФЭУ серии R5600 примерно в 10000 раз выше, чем у твердотельных преобразователей. Благодаря уникальной форме электродов и применению микротехнологии их толщина в 10 раз меньше таковой у обычных ФЭУ.

В табл. 4.2 приведены технические характеристики и параметры ФЭУ типа R5600 [28].

Современные ФЭУ имеют ряд очевидных достоинств, а именно: производство усиления на ширину полосы экстремально и равно 10^{16} , срок службы от 10^4 до 10^5 часов, при питании ± 15 В и потреблении мощности в десятки милливатт.

4.3.2. Фотоприемники на основе внутреннего фотоэффекта.

Как упоминалось ранее, наибольшее распространение в оптической радиометрии получили фоторезисторы и фотодиоды.

Прежде чем более детально описывать ПИП этой группы, кратко рассмотрим принципы их действия и дадим некоторые рекомендации по использованию [29] в качестве ПИП преимущественно в видимой области спектра. Кратко осветим возможности применения фотонных ПИП в УФ и ИК областях спектра.

Таблица 4.2. Характеристика и параметры ФЭУ серии R5600U

ФЭУ		R5600U	R5600U-01	R5600U-03	R5600U-04	R5600U-06
Материал фотокатода		Бищелочной	Мультищелочной	Бищелочной	Мультищелочной	Бищелочной
Материал окна		Боросиликатное стекло		УФ-стекло		Синтетический кремний
Спектральный диапазон, $K_{\text{пр}}$	Длина волны, нм	300–650	300–820	185–650	185–820	160–650
	Длина волны $K_{\text{пр max}}$, нм	420				
Катодная чувствительность	Световая, мкА/лм	70	100	70	100	70
	К голубому излучению, мкА/лм-гол.	8	—	8	—	8
	Красно-белое отношение	—	0,1	—	0,1	—
Анодная чувствительность	Световая*, А/лм	21	30	21	30	21
Коэффициент усиления тока*		$3 \cdot 10^5$				
Темновой ток*, нА		0,5	1	0,5	1	0,5
* Измерено при 800 В.						

Наипростейшим и самым недорогим типом ФП на основе внутреннего фотоэффекта считается фоторезистор. Он состоит из тонкой пленки толщиной (50–100) мкм из сульфида кадмия (CdS), сульфида свинца (PbS) или селенида свинца (PbSe), расположенной между двумя электродами. Часто используются компаунды из CdS с CdSe. При падении на фоторезистор оптического излучения его сопротивление резко падает (обычно с сотен мегом и даже

единиц гигаом до десятков ом при ярком солнечном освещении). Разность потенциалов между двумя электродами порождает электрический ток, усиливаемый простейшей, как правило, стандартной электронной схемой. Обычно фоторезисторы работают в диапазоне плотностей потока (энергетической освещенности) от микроватт до милливатт на квадратный миллиметр, причем наиболее эффективно в видимой области спектра. Несмотря на их низкую стоимость, простоту, прочность и надежность, фоторезисторы не обеспечивают высокую точность $K_{пр}$, имеют чаще всего нелинейную характеристику преобразования и достаточно инерционны: постоянная времени находится в пределах от десятков до сотен миллисекунд. Кроме того, постоянные времени отдельных экземпляров фоторезисторов одного и того же типа могут отличаться даже в три раза. Однако указанные ранее достоинства делают фоторезисторы незаменимыми в рабочих РСИ в оптической радиометрии, а также в качестве сенсоров в системах контроля и сигнализации.

Более высокие точность, воспроизводимость и быстродействие обеспечивают **фотодиоды**. Фотодиод состоит из $p-n$ -перехода между двумя по-разному легированными полупроводниковыми материалами. Для видимого диапазона спектра чаще всего используется легированный кремний. Если к ФД приложено отрицательное напряжение смещения его рабочего участка характеристики преобразования, то по нему протекает лишь темновой ток, порождаемый тепловым возбуждением электронов. При падении на ФД потока излучения, появляются электронно-дырочные пары и резко возрастает фототок, пропорциональный интенсивности падающего света.

Фотодиоды обладают очень низким уровнем шума. Это означает сверхмалый порог чувствительности и большое отношение C/Π , что позволяет детектировать оптические сигналы с плотностью потока порядка пиковатт на квадратный миллиметр. Наряду с достаточно высокой воспроизводимостью параметров при серийном производстве, ФД имеют постоянную времени, достигающую 10 пс. Без напряжения смещения ФД работает в фотовольтаическом режиме. При работе в качестве ПИП падающего на ФД потока этот режим предпочтителен, так как исключается темновой ток, возрастает практически до предела отношение C/Π и появляется возможность не только детектирования, но и измерения даже сверхслабых сигналов. Однако ФД в фотовольтаическом режиме более инерционны, чем в режиме фотопроводимости.

Выходной ток ФД достаточно мал и нуждается в усилении с помощью внешних усилителей в виде стандартных интегральных схем. Вместе с тем существует класс упомянутых ранее ЛФД. При низких частотах коэффициент внутреннего усиления ЛФД достигает миллиона, уменьшаясь с ростом частоты сигнала.

Для усиления слабых выходных сигналов ФД можно использовать транзистор. Сочетание ФД с транзистором именуется фототранзистором, в котором диод на основе коллекторного перехода при падении потока излучения генерирует ток, усиливаемый транзистором. Для усиления в последующем каскаде эмиттер фототранзистора может быть соединен с базой следующего транзистора, в результате чего образуется фотопара Дарлингтона. Коэффициент усиления фототранзисторов может достигать 10^5 . Однако фототранзисторы более инерционны, чем ФД, поэтому в качестве ПИП на высоких частотах ФД не имеют конкурентов среди твердотельных ФП для оптической радиометрии.

Общее выражение для абсолютной спектральной характеристики преобразования ФР может быть представлено в виде

$$s_{\lambda} \left[\frac{\text{А}}{\text{Вт}} \right] = \frac{I_{\Phi}}{P} = eVQ\mu\tau \frac{U}{l^2} \cdot \frac{\lambda}{1,24},$$

где e — заряд электрона; V — объем облученной части полупроводника; Q — КВ внутреннего фотоэффекта; μ — подвижность фотоносителей; τ — время жизни фотоносителей; l — расстояние между контактами; U [В] — напряжение, приложенное к ФР.

Если время пролета между контактами носителей, генерируемых излучением, оказывается меньше времени жизни τ , ФР является ФП с внутренним усилением. Такой режим возможен при больших приложенных напряжениях и при определенной конструкции ФР.

Спектральный диапазон характеристики преобразования ФП на основе внутреннего фотоэффекта (как ФР, так и ФД) определяется шириной запрещенной зоны материала, из которого изготовлен ФП, глубиной залегания примесных уровней в запрещенной зоне. Успехи в технологии полупроводниковых материалов и полупроводниковых приборов позволили создать ряд ФП, перекрывающих диапазон от УФ до дальнего ИК излучения.

Хорошо отработана технология получения ряда двойных и некоторых тройных полупроводниковых соединений. Фотоприемники, изготовленные на основе тройных полупроводниковых соединений $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, $\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Te}$, позволяют плавно перекрывать диапазон длин волн от 0,5 до 25 мкм в зависимости от соотношения компонентов в соединении. Практически все такие ФП охлаждаемые, что вызывает дополнительные трудности при использовании их в измерительной аппаратуре в качестве ПИП.

Для более далекого ИК диапазона разработаны ФР на основе примесного Ge. В зависимости от легирующей примеси область спектральной характеристики преобразования простирается до 150 мкм. Примесные германиевые приемники работают при глубоком охлаждении 4–5 К, и их широкое применение в СИ сильно затруднено. Использование ФП с расширенным спектральным диапазоном в СИ весьма перспективно. Применение таких ФП с подобранными корректирующими фильтрами позволяет сделать их малоселективными в определенном спектральном интервале и дает возможность измерять энергетические параметры без учета неравномерности СХ преобразования.

Общее выражение для АСХ преобразования ФД может быть представлено в виде

$$s_{\lambda} \left[\frac{\text{А}}{\text{Вт}} \right] = \frac{T\gamma Q\lambda(1-R)}{1,24},$$

где R — коэффициент отражения; T — коэффициент пропускания окна прибора; Q — квантовый выход; γ — коэффициент собирания носителей; λ — длина волны излучения.

В рабочем спектральном диапазоне абсолютное значение $K_{\text{пр}}$ составляет десятые доли ампера на ватт. В литературе встречается очень мало сопоставимых достоверных данных о диапазоне линейности полупроводниковых ФД. Измерения линейности проводятся в разных условиях, критерий нелинейности также различный и чаще всего вообще не указывается. Поэтому не представляется возможным сопоставить литературные данные по линейности ФД.

В каждом случае применения ФД в СИ необходимо исследовать их диапазон линейности в рабочих режимах и условиях.

Темновые токи ФД определяются концентрацией и диффузионной длиной неосновных равновесных носителей заряда и зависят от ширины запрещенной зоны материала и температуры. Темновые токи у кремниевых ФД примерно на порядок ниже, чем у германиевых. Темновой ток обычных кремниевых ФД, изготовленных методом диффузии достигает $(10^{-5}-10^{-7})$ А. Кремниевые $p-i-n$ -фотодиоды благодаря высокоомному i -му слою обладают меньшими темновыми токами — порядка 10^{-9} А. Эпитаксиальные кремниевые ФД, не уступающие по своим фотоэлектрическим свойствам стандартным диффузионным ФД, имеют предельно малые темновые токи — порядка 10^{-12} А. ФД обладают сравнительно низким уровнем шумов, что в сочетании с высоким $K_{\text{пр}}$ делает их ФП с незначительным для оптической радиометрии порогом чувствительности. Это позволяет использовать ФД для измерений весьма слабых потоков излучения до 10^{-12} Вт в непрерывном режиме.

Инерционность полупроводниковых ФД определяется временем диффузии неосновных носителей, генерируемых оптическим сигналом к $p-n$ -переходу, временем пролета носителей в $p-n$ -переходе, а также временем RC -релаксации. У обычных ФД, в конструкции которых не предусмотрено специальных мер для повышения быстродействия, временное разрешение составляет $(10^{-6}-10^{-8})$ с в зависимости от площади $p-n$ -перехода, глубины его залегания. Временное разрешение германиевых и кремниевых ЛФД достигает 1 нс, кремниевых $p-i-n$ ФД — от 1 до 20 нс и даже $\sim 10^{-10}$ с, причем ЛФД имеет коэффициент внутреннего усиления от 100 до 1000.

Зонная характеристика полупроводниковых ФП обусловлена неоднородностями материала. Сопоставить литературные данные, касающиеся зависимости $K_{\text{пр}}$ от угла падения излучения и ЗХ, не представляется возможным, так как, во-первых, таких данных мало, а, во-вторых, авторы обычно не указывают условий измерений. Поэтому при разработке СИ необходимо исследовать эти характеристики для каждого типа ФП.

Зонная характеристика зависит от длины волны излучения, что связано, по-видимому, с зависимостью глубины проникновения излучения от длины волны.

Зависимость $K_{\text{пр}}$ полупроводниковых ФП от угла падения потока излучения обусловлена зависимостью средней глубины проникновения излучения от угла падения и угловой зависимостью коэффициента отражения.

В данном параграфе мы рассмотрели так называемые общепромышленные (или коммерческие) фотонные ФП, которые обычно используются в качестве ПИП, будучи предварительно калиброванными непосредственно или в составе соответствующего оптико-радиометрического СИ.

Однако следует обратить внимание на необходимость грамотного выбора фотонного ФП в зависимости от вида решаемой измерительной задачи (дискретный счет фотонов или сигнал, пропорциональный входному оптическому воздействию), цены, требуемого времени измерений, отношения сигнал/шум и др. В [30] дан ряд практических рекомендаций по выбору фотонных ФП трех типов.

ФЭУ следует выбирать:

для детектирования оптических сигналов сверхмалых уровней;

при необходимости использования широкоапертурной приемной площадки чувствительного элемента;

при необходимости использования простейшего усилителя;

в схемах с низким уровнем шума;

при необходимости счета фотонов при комнатной температуре;

в УФ или видимом спектральных поддиапазонах при необходимости получения высокого $K_{\text{пр}}$.

Планарный или $p-i-n$ ФД следует выбирать:

при необходимости высоких эффективного квантового выхода и отношения $S/\text{Ш}$;

с целью минимизации цены;

при необходимости строгой температурной стабильности и неизменности выходного сигнала;

при необходимости прочности и простоты конструкции;

при достаточно высоких уровнях сигнала;

при использовании узкополосных схем детектирования слабых сигналов;

в применениях, где требуется высокий $K_{\text{пр}}$ в ИК области.

Лавинные ФД следует выбирать:

при необходимости высоких эффективного квантового выхода и внутреннего усиления;

при высокочастотных измерениях;

когда необходима прочность конструкции;

при счете фотонов в ИК области спектра.

4.4. Специализированные ОЭИП для первичных эталонов

К числу специализированных ОЭИП для первичных эталонов в области оптической радиометрии следует отнести криогенные абсолютные радиометры (КАР), трап-детекторы и прецизионные фотометрические головки (ПФГ). Последние составляют основу эталонных фотометров и подробно будут рассмотрены далее. Здесь же мы познакомимся с КАР и трап-детекторами.

4.4.1. Криогенные абсолютные радиометры (АР). Охлаждение АР до рабочих криогенных температур обеспечивает ряд преимуществ приборам такого принципа действия. Значительное уменьшение теплоемкости чистых металлов при криогенных температурах позволяет создавать относительно большие, почти идеальные «ловушки» оптического излучения без существенного увеличения постоянной времени ОЭИП. Увеличивающаяся температуропроводность минимизирует погрешности, порождаемые неэквивалентностью замещения измеряемой оптической мощности известной с высокой точностью электрической мощностью. Источником этих погрешностей является неидентичность распределений температуры приемной полости ОЭИП при воздействии $P_{\text{опт}}$ и $P_{\text{эл}}$. Именно это различие, порождающее неэквивалентность замещения, является основным фактором, ограничивающим и без того высокую точность АР и особенно криогенного. Использование сверхпроводящих проводов позволяет не считаться с выделяемым в них пренебрежимо малым джоулевым теплом, практически не влияющим на общий баланс погрешностей.

Эти преимущества КАР позволили использовать их в ведущих метрологических лабораториях для разных целей. Например, большой КАР был применен в Национальной Физической Лаборатории (НФЛ) для измерения с погрешностью 0,02 % постоянной Стефана–Больцмана [31]. Несколько позже КАР использовались для измерения мощности лазерного излучения и калибровки излучателей на основе низкотемпературных моделей черных тел (МЧТ) [32].

При разработке любого абсолютного радиометра необходимо обеспечить компромисс между точностью и чувствительностью. Высокая точность требует наличия предельно поглощающей излучение и изотермичной полости. Это обычно достигается конструированием большой «светоловушки» со значительной теплоемкостью. Для того чтобы тепловая постоянная времени при этом имела приемлемое значение, тепловое сопротивление между полостью и теплостоком должно быть малым, но при этом уменьшается $K_{\text{пр}}$.

С другой стороны, для получения высокой чувствительности к слабым потокам излучения, это тепловое сопротивление следует максимально увеличивать. При этом для увеличения сигнала следует расширять апертуру полости, а обеспечение приемлемой тепловой постоянной времени требует минимизации теплоемкости устройства. Обычно полости придается форма полого конуса, уменьшающая поглощательную способность и, следовательно, снижающая точность преобразования.

Криогенные АР находят преимущественное применение в двух направлениях эталонной оптической радиометрии. Первым из них является высокоточная калибровка с помощью стабилизированных лазеров мощностью порядка 1 мВт эталонных ОЭИП — термоэлементов, калориметров, кремниевых фотодиодов (SiФД), болометров и пр. Такой уровень мощности лазерного излучения обеспечивает высокое отношение сигнал/шум и позволяет конструировать изотермичные полости с высоким коэффициентом поглощения. Кроме того, поляризованный лазерный пучок может быть пропущен в вакуумную камеру с брюстеровским окном со сверхмалыми потерями на отражение, влияние которых легко учитывается.

Второе направление — высокочувствительные измерения энергетической яркости низкотемпературных МЧТ. Обычно в таких случаях излучатель и ОЭИП помещаются в общей вакуумной камере. Это позволяет использовать весь спектральный диапазон, охватываемый практически неселективной полостью, простирающийся от УФ до среднего ИК поддиапазона, т. е. в тех пределах, где на результат измерений не влияют СХ окна.

Фирмой Cambridge Research and Instrumentation, Inc., США был разработан портативный настольный лазерный КАР [32]. Поглощающая трубчатая полость изготовлена из бескислородной меди с высокой электропроводностью с наклоненным плоским доньшком. Тепловая постоянная времени при температуре 4,2 К равна приблизительно 12 с. Внутренняя поверхность полости покрыта высокоглянцевой полиуретановой краской с углеродной сажей. Такое покрытие обладает высокой поглощательной способностью в спектральном диапазоне от видимого излучения до $\lambda = 40$ мкм. В видимом поддиапазоне спектра эффективная поглощательная способность равна 99,99 %.

Полость прикреплена к дну гелиевого криостата в горизонтальном положении с помощью трубы из нержавеющей стали. Эта труба обеспечивает требуемое тепловое сопротивление, в результате $K_{\text{пр}}$ оказывается равным

1 К/мВт. Входная апертура пропускает более 99,99 % гауссова пучка лазерного излучения диаметром 2 мм (по уровню $1/e$). Сосуд Дьюара содержит 1,51 л жидкого гелия, его хватает более чем на 12 ч работы.

Температура полости контролируется германиевыми термометрами сопротивления; тепло к чувствительному элементу подводится тонкопленочными нагревателями, расположенными на наклонном дне полости. Температура теплостока сохраняется постоянной в пределах дрейфа ≤ 10 мК. В табл. 4.3 приведены тщательно измеренные составляющие погрешности описываемого КАР. Такой лазерный КАР установлен в РТВ и используется в эталонной установке для калибровки тепловых и фотонных ОЭИП высокой точности [33]. Аналогичный КАР используется для автоматической калибровки радиометров в космическом центре НАСА [32].

Таблица 4.3. Составляющие погрешности лазерного криогенного абсолютного радиометра

Наименование	Погрешность, %
Калибровочное число при измерении мощности	0,013
Коэффициент поглощения при $\lambda = 632,8$ нм	0,001
Пропускание окна и апертуры при $\lambda = 632,8$ нм	0,004
Неэквивалентность замещения	0,002
Суммарная (в квадратуре) погрешность	0,014

Подробное описание КАР НИСТ приведено в [34].

Во ВНИИОФИ (Москва) также был разработан КАР для калибровки ОЭИП с использованием лазерного излучения. Конструкция этого КАР схематично представлена на рис. 4.3. Установка состоит из блока приема излучения, электронной системы стабилизации опорной температуры теплостока и электронного устройства измерения электрической мощности [35].

Основными компонентами первого блока являются:

- гелиевый криостат;
- цилиндрическая приемная полость, внутренняя поверхность которой покрыта поглощающей краской, а дно представляет собой наклонную плоскость, уменьшающую влияние зеркального отражения лазерного пучка;
- обмотка замещения расположена на внешней поверхности приемной полости;
- теплосток в виде подогреваемой платформы с нагревателем, прикрепленный к резервуару с гелием и приемной полости;
- термопреобразователи для приемной полости и теплостока;
- юстируемое входное кварцевое окно, материал которого определяет спектральный состав излучения, вводимого в КАР.

Потери на отражение минимизированы горизонтальным расположением полости внутри криостата и надлежащей юстировкой кварцевого окна, расположенного под углом Брюстера. Кроме того, лазерное излучение стабилизировано по мощности.

Основной задачей, которая решалась при создании КАР ВНИИОФИ, являлось достижение высокой чувствительности без неприемлемого увеличения постоянной времени.

Таким образом, ОЭИП КАР базируется на цилиндрической полости с наклонным основанием и состоит из следующих элементов: приемной полости, плотно примыкающей к теплостоку, двух обмоток замещения и термометров сопротивления.

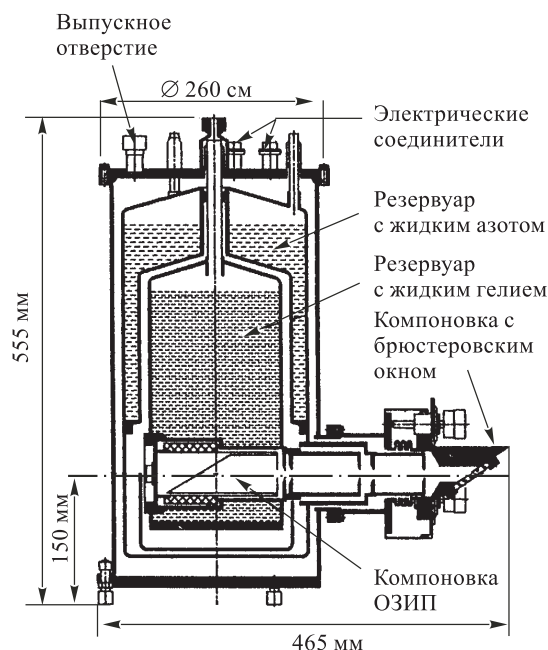


Рис. 4.3. Конструкция криогенного абсолютного радиометра ВНИИОФИ

Полость изготовлена технологическим способом электролитического осаждения меди и имеет массу 30 г. Ее внутренняя поверхность покрыта черной краской Nextel 3М. Теплосток представляет собой медное кольцо, воспринимающее тепло, рассеиваемое приемной полостью, и имеет углубление для крепления термометра. Теплопроводность теплостока слегка уменьшена в связи с необходимостью усреднения температуры, а сам он сконструирован так, чтобы к нему можно было прикрепить сверхпроводящие электрические проводники и обеспечить требуемую тепловую связь (цепочку). Обмотки замещения изготовлены из никеля способом вакуумного напыления и изолированы слоем лака (толщина слоя никеля 100 нм, а лака — 2 мкм).

В качестве термопреобразователей использованы термометры сопротивления из GaAs с чувствительными элементами размером $(1 \times 3) \text{ мм}^2$. Они имеют следующие характеристики:

Температура, К	4,3	5,0	8,0
Сопротивление, кОм	134,6	77,3	17,3
Коэффициент преобразования, Ом/К	$1,0 \cdot 10^5$	$5,9 \cdot 10^4$	$5,7 \cdot 10^4$

Коэффициент теплопроводности G тепловой связи (цепочки) является наиболее важной характеристикой, удовлетворяющей ряду требований.

Условие работы в требуемом диапазоне измеряемых мощностей выглядит следующим образом:

$$G \geq G_{\min P} = \frac{P_{\max}}{T_{\max} - T_o},$$

где $P_{\max}$ — максимальное значение измеряемой мощности; $T_{\max}$ — температура приемной полости при облучении ее $P_{\max}$; $T_o = T_{\min}$ — опорная (референтная) температура.

Условие минимизации теплового шума записывается в виде

$$G \leq G_{\max \text{ noise}} = \frac{E^2 P_{\min}^2}{(4kT_o^2 \Delta f)},$$

где E — выраженная в процентах относительная погрешность измерений; $P_{\min}$ — минимальная измеряемая мощность в полосе $\Delta f = 1$ Гц; k — постоянная Больцмана.

Условие для постоянной времени:

$$G \geq G_{\min \tau} = \frac{C}{\tau},$$

где C — теплоемкость приемной полости; τ — ее постоянная времени.

Условие получения необходимой разрешающей способности термометра сопротивления по напряжению выглядит так:

$$G \leq G_{\max \Delta U} = \frac{I_T \frac{dR}{dT} E P_{\min}}{\Delta U},$$

где I_T — ток, протекающий по термометру сопротивления; $\Delta R/\Delta T$ — его динамический коэффициент преобразования; ΔU — разрешающая способность измерительного прибора.

Экспериментально получено $G = 2 \cdot 10^{-4}$ Вт/К при температуре полости $T = 10,2$ К.

Также очень важно было определить параметры теплостока и тепловой связи (цепочки) между теплостоком и гелиевым резервуаром. В соответствии с принципом действия КАР, теплосток во время проведения измерения должен иметь постоянную температуру. Его допустимая температурная нестабильность определяется выражением

$$\Delta T_{\text{HS}} = P_{\min}/G.$$

При $P_{\min} = 10^{-8}$ Вт, $G = 2 \cdot 10^{-4}$ Вт/К $\Delta T_{\text{HS}} = 5 \cdot 10^{-5}$ К (HS — аббревиатура от Heat Sink — теплосток).

Требуемая рабочая температура и ее стабильность обеспечиваются основными узлами КАР: тепловым фильтром и электронной системой стабилизации температуры теплостока. Тепловым фильтром именуется сочетание теплостока с теплоемкостью C_{HS} и тепловой связи (цепочки) между теплостоком и гелиевым резервуаром с коэффициентом теплопроводности G_{HS} . В рассматриваемом КАР рабочая температура 5 К, а температура гелиевого резервуара — 4,2 К. Следовательно, минимальное значение коэффициента теплопроводности тепловой связи (цепочки) между теплостоком и гелиевым

резервуаром составит:

$$G_{\text{HS min}} \geq \frac{P_{\text{max}}}{5 - 4,2} = \frac{1,3 \cdot 10^{-3}}{0,8} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/К.}$$

Максимальное значение G_{HS} определяется тепловым шумом и постоянной времени теплового фильтра $\tau_{\text{HS}} = C_{\text{HS}}/G_{\text{HS}}$. Тепловой фильтр должен подавить флуктуации температуры гелиевого резервуара, имеющие спектр $\approx 1/f$. Обычно для КАР $\tau_{\text{HS}} \geq 10\tau$. По мере увеличения τ_{HS} температурный шум быстро затухает. Из выражения $\tau_{\text{HS}} = C_{\text{HS}}/G_{\text{HS}}$ видно, что вполне возможно добиться $C_{\text{HS}} > G_{\text{HS min}}$, поскольку для этого необходимо увеличивать C_{HS} , но при этом увеличивается время охлаждения радиометра.

При разработке данного КАР были выбраны $G_{\text{HS}} = 3 \cdot 10^{-3}$ Вт/К и $\tau_{\text{HS}} = 10$ мин. Тогда для $T_{\text{HS}} = T_0 = 5$ К требуемое значение $C_{\text{HS}} = 1,8$ Дж/К, что напрямую связано с минимизацией времени охлаждения и количества хладагента. Поэтому теплосток требуемой теплоемкости был изготовлен в виде медной емкости, заполненной свинцом.

Время охлаждения КАР от комнатной температуры до гелиевой не превосходило 5 ч, объем гелиевого резервуара составил 4 л, что позволяло без перезаполнения работать в течение двух дней.

В табл. 4.4 и 4.5, соответственно, приведены составляющие погрешности (в виде значений среднего квадратического отклонения) и основные характеристики КАР ВНИИОФИ. В зависимости от спектрального пропускания кварцевого окна, измерения мощности можно было выполнять в диапазоне длин волн от 0,2 до 4,0 мкм.

Таблица 4.4. Составляющие погрешности КАР ВНИИОФИ

Наименование источника погрешности	Значение, %
Неэквивалентность замещения	0,01
Резистор в цепи измерения тока	0,01
Измерение напряжения	0,005
Коэффициент поглощения полости	0,005
Коэффициент передачи окна и апертуры	0,013
Суммарная погрешность	0,02

Таблица 4.5. Основные характеристики КАР ВНИИОФИ

Характеристика	Значение
Максимальное значение измеряемой мощности, мВт	1,3
Постоянная времени τ приемной полости, с	от 90 до 130
Постоянная времени τ теплостока, мин	8
Коэффициент преобразования полости, К/Вт	$5 \cdot 10^3$
Рабочая температура теплостока, К	5
Нестабильность температуры теплостока, К	$5 \cdot 10^{-5}$
Суммарная погрешность измерения мощности при $P = 1$ мВт	0,0002

4.4.2. Трап-детекторы. При очевидных преимуществах тепловых ОЭИП и особенно абсолютных радиометров с их практической неселективностью, высокой точностью и возможностью электрической калибровки, с выполнением измерений оптической мощности методом замещения, их возможности ограничены инерционностью, узким диапазоном линейности характеристики преобразования, невысоким отношением С/Ш. В результате АР можно использовать в малом рабочем диапазоне интенсивностей с погрешностью измерений не менее 0,1 %.

Стремление к возможно более точному воспроизведению эталонной радиометрической шкалы на основе абсолютного радиометра привело к созданию системы, состоящей из криогенного АР и набора лазеров [36]. Воспроизведение размера единицы мощности оптического излучения — ватта осуществлялось криогенным АР, а его передача — лазерами, но на фиксированных длинах волн.

Несмотря на то, что погрешность воспроизведения оказалась рекордно малой, не превышающей 0,005 %, система оставалась незавершенной без эталонного ПИП с точно известной ОСХ, так как она не устраивала пользователей, нуждавшихся в перекрытии широкого спектрального диапазона при работе с некогерентным оптическим излучением.

Наличие по возможности неселективного ПИП, калибруемого в эталонной установке — криогенный абсолютный радиометр–лазер, позволило бы воспроизводить абсолютную радиометрическую шкалу в широкой и сплошной области спектра оптического излучения [36].

Подобный ОЭИП должен обладать следующими свойствами:

- однородным распределением $K_{\text{пр}}$ по площади активной зоны приемной поверхности, т. е. однородной ЗХ;
- высоким значением отношения сигнал/шум;
- хорошей линейностью;
- малой постоянной времени;
- стабильной во времени СХ;
- независимо измеренной и предпочтительно плоской спектральной зависимостью $K_{\text{пр}}$.

Этой совокупности «идеальных» параметров можно достичь использованием твердотельных ФП (например, кремниевых ФД), ФЭУ или тепловых ПИП. О достоинствах и недостатках последних в свете решения рассматриваемой задачи было сказано несколько ранее. Наилучшим ПИП был бы кремниевый ФД, но он селективен; единственным преимуществом ФЭУ является высокое отношение сигнал/шум.

Поэтому твердотельные ФП наиболее подходящи для реализации эталона, воспроизводящего абсолютную радиометрическую шкалу путем восприятия с помощью лазера размера ватта от криогенного АР [36]. Единственный недостаток этих ФП — непредсказуемость спектральной зависимости $K_{\text{пр}}$.

В [37] впервые было показано, что определенные типы ФД с инверсионным слоем имеют близкий к единице внутренний эффективный квантовый выход (ε_i) в видимой области спектра. Там же было показано, что спектральная зависимость $K_{\text{пр}}$ у такого ФД может быть найдена из уравнения

$$s(\lambda) = \frac{\varepsilon \lambda e}{hc},$$

где e — заряд электрона; h — постоянная Планка; λ — длина волны излучения в вакууме.

Внешний эффективный квантовый выход

$$\varepsilon = (1 - \rho)\varepsilon_i,$$

где ρ — зеркальный коэффициент отражения поверхности ФД, который может быть измерен, причем небольшой диффузной компонентой отражения можно пренебречь.

Тогда

$$s(\lambda) = \frac{(1 - \rho)\varepsilon_i \lambda e}{hc}.$$

Таким образом, относительная спектральная зависимость $K_{\text{пр}}$ фотодиода данного типа является функцией легко измеряемых длины волны и коэффициента отражения. В той же работе [37] показано, что зависимость от коэффициента отражения может быть исключена выбором конструкции ПИП, состоящего из четырех ФД, сгустированных таким образом, что отраженный каждым индивидуальным ФД поток направлен только на расположенный за ним ФД. Когда выходные токи ФД суммируются, спектральная зависимость $K_{\text{пр}}$ ПИП в целом имеет предсказуемую характеристику, зависящую только от λ . Это происходит потому, что падающее на вход ПИП излучение поглощается в процессе многократных отражений между индивидуальными ФД.

В [36] описан иной тип ПИП, в котором ФД с инверсионным слоем заменены тремя p - n ФД S1337 фирмы Hamamatsu (рис. 4.4). Этот ПИП назван

трап-детектором, что означает детектор-«ловушка». В его состав входят три ФД типа S1337-1010 с удаленными входными окнами. Расположение ФД в разных плоскостях исключает поляризационную зависимость $K_{\text{пр}}$.

Излучение претерпевает пять отражений и практически полностью поглощается.

Измерения показали, что в диапазоне длин волн от 550 до 860 нм отступление спектральной зависимости $K_{\text{пр}}$ от предпочтительного вида не выходило за пределы 0,1 %. Неоднородность данной характеристики на площадке, ограничиваемой расстояниями ± 2 мм от центра ФД, не превышала 0,02 %, нелинейность ПИП при длине волны 647 нм и верхнем уровне мощности 2 мВт не превысила 0,01 %.

Стабильность спектральной зависимости $K_{\text{пр}}$ группы из шести трап-детекторов проверялась в течение 12 месяцев. Долговременная нестабильность не превысила 0,02 %. При этом оказалось, что спектральная зависимость $K_{\text{пр}}$ кремниевых ФД зависит от влажности по причине вариаций зеркального коэффициента отражения ρ . В целом на ПИП это не отражается, поскольку $K_{\text{пр}}$ зависит от ρ^5 .

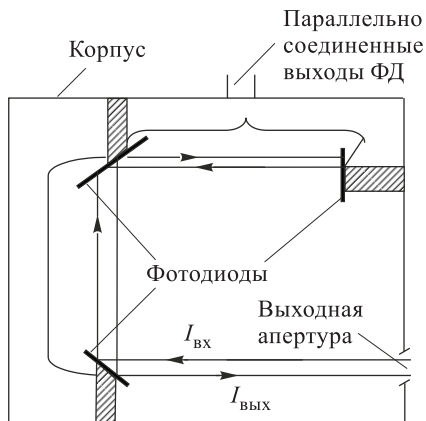


Рис. 4.4. Трап-детектор. $I_{\text{вх}}$ и $I_{\text{вых}}$ — интенсивности входящего и выходящего оптического излучения

В видимой области спектра NEP трап-детектора рис. 4.4 оказался равным $5 \cdot 10^{-15}$ Вт. Проверка поля зрения показала, что отклонение оптической оси ПИП на 4° от нормали приводило к падению сигнала на 0,05 %.

Результаты исследований убедительно доказали, что трап-детектор на основе Hamamatsu ФД S1337 может служить эталонным ПИП при независимом воспроизведении абсолютной радиометрической шкалы с погрешностью не более 0,05 %

В последующие годы продолжалось изучение и совершенствование трап-детекторов. В частности, поскольку основным недостатком трап-детекторов является малое поле зрения, в [38] была поставлена и решена задача создания схемы с предельно достижимым углом обзора. Результатом работы явилась пента-схема, в которой с призмой из стекла ВК7 ($n = 1,517$) полное поле зрения для сфокусированного пучка составило 23° , что соответствовало пучку с апертурой $F/2,5$.

В [39] для оценки необходимости коррекции характеристики преобразования ПИП был создан трап-детектор «проходного» типа в виде трехкоординатной конструкции из расположенных в разных плоскостях четырех ФД. В результате наибольшая доля входного излучения не поглощалась внутри ПИП, а направления входящего и выходящего потоков оказывались коаксиальными. Измерению подвергалось пропускание трап-детектора для разных применений. В зависимости от ориентации ПИП относительно плоскости поляризации падающего излучения, при длине волны 633 нм, потери при прохождении лучистого потока изменялись в пределах от 0,3 до 3 %.

Глава 5

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ

Как упоминалось ранее, электрооптическими преобразователями в оптической радиометрии будем считать применяемые при решении разных измерительных задач излучатели, генерирующие лучистые потоки в УФ, видимом и ИК диапазонах спектра при возбуждении их постоянным или переменным электрическим током.

Источник излучения в рассматриваемых задачах может играть три роли:

- генератора оптической мощности или энергии для облучения (или освещения) измеряемого объекта, коэффициент преломления которого n отличается от коэффициента преломления окружающей среды n_0 ; при этом излучение генератора должно быть сформировано так, чтобы наиболее ощутимо «проявились» определяемые оптические параметры измеряемого объекта: коэффициент отражения ρ , коэффициент пропускания τ , плавные или скачкообразные изменения коэффициента преломления в зависимости от длины волны излучения (n_λ , $n(\lambda)$) или геометрического фактора ($n(G)$);
- измеряемого объекта, параметры и характеристики собственного оптического излучения которого подлежат определению;
- источника метрологического назначения, параметры выходного излучения которого регламентированы с требуемой точностью; при этом формирующие элементы являются составной частью такого измерительного генератора, обеспечивающего возможность калибровки либо ОИП, либо ОЭИП, либо в целом измерительных приборов.

Для решения всех измерительных задач в оптической радиометрии необходимы калиброванные оптические и оптоэлектрические преобразователи, а для этого нужны источники излучения, играющие третью и, очевидно, наиболее ответственную роль в создании системы измерений в рассматриваемой области. Эти источники должны составлять основу эталонных, поверочных, калибровочных и измерительных установок различного назначения, служащих для поверки или калибровки как ОИП и ОЭИП, так и менее точных по сравнению с используемыми в установках измерительных генераторов оптического излучения.

Здесь возможны два основных варианта:

- а) источник излучения «расчетного» типа, в котором параметры выходного излучения определяются теоретически на основе фундаментальных законов оптического излучения и результатов прямых или косвенных измерений величин и параметров, входящих в расчетные соотношения (примером может служить планковский излучатель сплошного спектра);
- б) источник излучения имеет не расчетные, а измеряемые с помощью независимо калиброванных ОЭИП параметры и характеристики выходного излучения, но во время метрологических работ, с использованием этих источников в установках, параметры излучения достаточно стабильны (примером может служить лазер метрологического назначения).

Поэтому рассмотрим более подробно различные источники излучения метрологического назначения, которые по праву следует считать электрооптическими измерительными преобразователями. К их числу относятся, главным образом, модели черных тел, измерительные лампы, некоторые типы световых излучающих диодов, лазеры метрологического назначения.

5.1. Модель черного тела как электрооптический измерительный преобразователь

Черным телам (ЧТ) как источникам оптического излучения посвящена обширная литература. В качестве пособий, в которых изложены не только основы излучения нагретых тел, но и приводятся сведения о метрологических особенностях и характеристиках чернотельных излучателей разных точностных рангов, можно рекомендовать в первую очередь [40, 41]. Однако нас интересуют те ЧТ, которые предназначены для воспроизведения единиц световых и энергетических величин и передачи их размеров в фотометрии и радиометрии некогерентного оптического излучения. Поэтому, оставляя вне поля нашего зрения ЧТ, широко применяемые в пирометрии и спектроскопии, рассмотрим ЧТ, специально разработанные и используемые при проведении эталонных измерений в оптической радиометрии. На самом деле оптическая радиометрия имеет дело не с черными телами, а с МЧТ, характеристики излучения которых весьма близки к таковым у абсолютно черного (АЧТ).

5.1.1. Черные и реальные тела. Понятие **черное тело** и его основные свойства базируются на фундаментальных законах теплового излучения (Кирхгофа, Вина, Стефана–Больцмана, Планка) и достаточно подробно описаны, например, в [41]. В работе [17] приведены все необходимые для дальнейшего изложения понятия, определения и обозначения.

Черным телом (он же полный излучатель или излучатель Планка) именуется тепловой излучатель, имеющий при заданной температуре для всех длин волн максимальную спектральную плотность энергетической светимости. Он полностью поглощает все падающие на него излучения независимо от длины волны, направления падения и состояния поляризации излучения.

Черное тело потому называется излучателем Планка, что подчиняется закону Планка, выражающему зависимость спектральной плотности энергетической светимости ЧТ от длины волны и температуры. Для всего испускаемого неполяризованного излучения:

$$M_{\lambda}(\lambda, T) = c_1 \lambda^{-5} (e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1)^{-1};$$

где $M_{\lambda}(\lambda, T)$ — спектральная плотность энергетической светимости; c_1 и c_2 — постоянные излучения; λ — длина волны в метрах; T — абсолютная температура в кельвинах.

Для постоянных излучения приняты следующие выражения:

$$c_1 = 2\pi h c^2 = (3,74150 \pm 0,0003) \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2;$$

$$c_2 = \frac{hc}{k} = (1,43880 \pm 0,00019) \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К},$$

причем указанная погрешность для c_1 и c_2 равна утроенному среднему квадратическому отклонению (СКО);

$h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж · с — постоянная Планка;

$$k = 1,380\,662 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}.$$

Значительно чаще применяется не $M_{e,\lambda}(\lambda, T)$, а спектральная плотность энергетической яркости $L_{e,\lambda}(\lambda, T)$ (СПЭЯ) неполяризованного излучения и закон Планка записывается в виде

$$L_{\lambda}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\pi \Omega_o} \lambda^{-5} (e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1)^{-1}, \quad (5.1)$$

где Ω_o — значение телесного угла, равное 1 ср.

В действительности уравнение (5.1) описывает идеальный полный излучатель. Излучательные характеристики **реальных тел** отличаются от таковых у ЧТ, причем отношение энергетической светимости какого-либо тела, обусловленной тепловым излучением, к энергетической светимости ЧТ при той же температуре называется **коэффициентом излучения** или **коэффициентом черноты** ε [17]. Из закона Кирхгофа следует, что он должен быть равен коэффициенту поглощения. Последний всегда меньше единицы и зависит от λ и T . Поэтому поверхность любого реального тела обладает в общем случае **избирательным** или **селективным** тепловым излучением, т. е. излучением, которое в разной мере отличается от излучения ЧТ при той же температуре в зависимости от длины волны. Однако для многих тел значение ε в пределах какого-то ограниченного спектрального диапазона может быть постоянным, хотя и меньшим единицы. Такое тело называется **серым** в пределах данного спектрального диапазона.

Излучение реальных тел можно характеризовать так называемыми **эквивалентными температурами** или, иначе, псевдотемпературами, т. е. температурами ЧТ, при которых его излучение по некоторой выбранной характеристике совпадает с излучением данного реального тела.

В результате оказалось возможным ввести несколько видов «температур», которые, не будучи истинными температурами излучателя, позволяют определять те или другие его свойства.

Радиационной температурой реального излучателя, имеющего температуру T , называется такая температура T_p АЧТ, при которой его энергетическая светимость $M_e^o(T_p)$ равна энергетической светимости $M_e(T)$ нечерного тела. Очевидно, что радиационная температура реального тела всегда ниже его истинной температуры.

Яркостная (или черная) температура определяет яркость нагретого реального тела в узком спектральном интервале около некоторой выбранной длины волны λ (в пирометрии обычно $\lambda \approx 0,65$ мкм). Яркостной температурой реального излучателя на длине волны λ , имеющего температуру T , называется такая температура T_{λ} АЧТ, при которой СПЭЯ $L_{\lambda}^o(\lambda, T_{\lambda})$ на этой длине волны λ равна $L_{\lambda}(\lambda, T)$ этого реального излучателя на той же λ .

Цветовой температурой реального излучателя, имеющего температуру T , называется такая температура T_c АЧТ, при которой цветности их излучений оказываются одинаковыми. Цветовая температура применяется для характеристики спектрального распределения мощности, излучаемой нечерным телом в пределах видимого участка спектра.

5.1.2. Модели черных тел. Абсолютно черных тел в природе не существует. Однако можно выполнить различные модели источников теплового излучения с излучательными характеристиками, достаточно точно приближенными к таковым у АЧТ. Такие излучатели будем в дальнейшем называть моделями черных тел. Они находят широкое применение в качестве ЭОИП в оптической радиометрии, ИК-спектроскопии, пирометрии и т. д.

В качестве МЧТ может использоваться любая непрозрачная замкнутая полость с равномерно нагретыми стенками, имеющая небольшое отверстие для выхода излучения. Геометрическая форма полости при этом существенного значения не имеет и выбирается в зависимости от конструкции МЧТ. Важно лишь, чтобы температура полости поддерживалась постоянной и площадь излучающего отверстия была намного меньше площади внутренней поверхности полости.

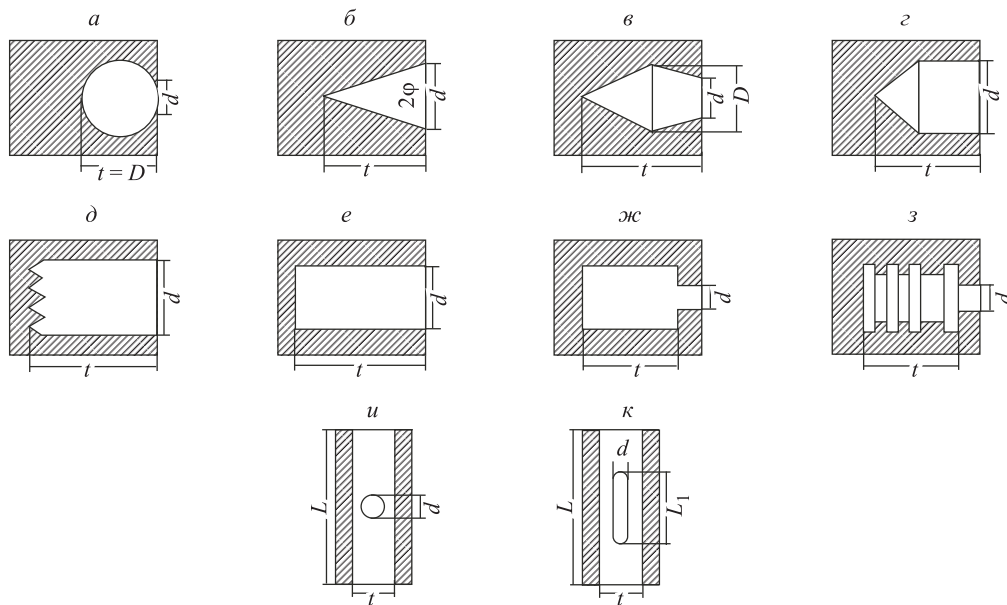


Рис. 5.1. Типовые формы полостей технических моделей черного тела: *a* — сферическая; *б* — коническая; *в* — клиновидная; *г* — цилиндрическая с коническим дном; *д* — цилиндрическая с гофрированным дном; *е*, *ж* — цилиндрическая; *з* — цилиндрическая с диафрагмами; *и*, *к* — цилиндрическая с излучением через круглое отверстие (*и*) и продольную щель (*к*) в боковой полости; *d* — диаметр излучающего отверстия; *l* — максимальная глубина полости

На рис. 5.1, заимствованном из [40], показаны различные формы полостей, используемые в технических МЧТ. Степень совершенства модели, т. е. ее приближения к ЧТ, характеризуется эффективным коэффициентом теплового излучения $\varepsilon_{\text{эф}}$, представляющим собой отношение потока излучения, исходящего из отверстия модели Φ_e , к потоку излучения ЧТ при той же температуре:

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{\Phi_e}{\Phi_e^0}. \quad (5.2)$$

Следует обратить внимание на то, что в столь известных монографиях, посвященных ИК-технике, как [40, 41], речь идет именно о **технических МЧТ**, а нас в дальнейшем будут интересовать лишь **эталонные МЧТ**, специально разработанные для воспроизведения и передачи размеров единиц световых и энергетических величин, характеризующих некогерентное оптическое излучение, а также термодинамической температуры при $T > 1200$ К.

Одной из основных особенностей, отличающих техническую МЧТ от эталонной, будем считать значение $\varepsilon_{\text{эф}}$: для первой из них достаточно иметь $\varepsilon_{\text{эф}} \sim 0,995$, а для второй — $\varepsilon_{\text{эф}} \geq 0,999$. Тем не менее, воспользуемся сведениями из только что упомянутых первоисточников для краткого описания основных особенностей проектирования МЧТ.

Из формулы (5.1) видно, что $\varepsilon_{\text{эф}}$ меньше единицы. Эффективный коэффициент теплового излучения МЧТ, который в дальнейшем при рассмотрении эталонных МЧТ будем чаще называть **эффективной излучательной способностью**, зависит от формы полости и размера излучающего отверстия, материала внутренних стенок полости и неравномерности температуры внутренних стенок. Эффективный коэффициент теплового излучения любой полости

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{\varepsilon \left[1 + (1 - \varepsilon) \left(\frac{S_1}{S} - \frac{S_1}{S_0} \right) \right]}{\varepsilon \left(1 - \frac{S_1}{S} \right) + \frac{S_1}{S}}, \quad (5.3)$$

где ε — коэффициент теплового излучения материала стенок полости; S_1 — площадь отверстия в полости, через которое выходит излучение; S — полная площадь поверхности полости, включая площадь отверстия; S_0 — площадь поверхности сферы, диаметр которой равен глубине полости (расстоянию между плоскостью отверстия и самой дальней точкой полости).

Для сферической полости разность $(S_1/S) - (S_1/S_0) = 0$, и формула (5.3) приобретает более простой вид:

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon} \left(1 - \frac{S_1}{S} \right) + \frac{S_1}{S}. \quad (5.4)$$

Однако изготовление сферической полости связано с определенными трудностями, поэтому, как правило, техническая МЧТ представляет собой заключенный в теплоизолирующий корпус металлический сердечник с цилиндрической или конической полостью. Полость имеет круглое выходное отверстие, диаметр которого может быть постоянным или изменяться диафрагмой в пределах (0,3 . . . 10) мм. Нагрев полости осуществляют нихромовой проволокой, равномерно намотанной на внешнюю поверхность сердечника. Эффективный коэффициент теплового излучения такой МЧТ можно определить приближенно по формуле

$$\varepsilon_{\text{эф}} \approx 1 - \rho \frac{d^2}{4l^2},$$

где ρ — коэффициент отражения материала полости.

На рис. 5.2, также взятом из [41], показана типовая конструкция МЧТ. Сердечник из коррозионно-стойкой стали длиной 100 мм имеет коническую полость с углом при вершине конуса 15° . Обмотка нихромового электрона-

гревателя изолирована от сердечника тонким слоем асбеста. Контроль температуры сердечника производится платиновым термометром сопротивления. Термометр и нагреватель электрически связаны со схемой автоматического регулирования и поддержания заданной температуры сердечника. Модель комплектуется набором легко сменяемых калибровочных диафрагм. Излучение точно следует закону Ламберта в пределах углов, не превышающих 15° от оси, ее эффективный коэффициент теплового излучения $\varepsilon_{\text{эф}} = 0,995$.

Высокотемпературными техническими МЧТ могут служить металлические трубки с малым отверстием, нагреваемые электрическим током и смонтированные в стеклянных колбах, которые обычно заполняются инертным газом или вакуумируются. Примером такого тела, работающего до температур ≥ 3000 К, может служить модель, показанная на рис. 5.3. Источником излучения здесь является вольфрамовая трубка диаметром 3 мм с излучающим отверстием $\sim 0,7$ мм. Излучатель смонтирован в стеклянном баллоне с окном из флюорита (CaF_2).

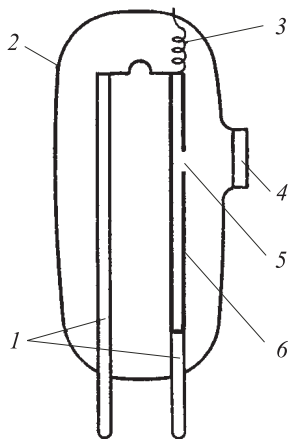


Рис. 5.3. Схема модели высокотемпературного черного тела: 1 — танталовые электроды; 2 — стеклянный баллон; 3 — пружина, предохраняющая от прогибов; 4 — окно из CaF_2 ; 5 — излучающее отверстие; 6 — полый цилиндр

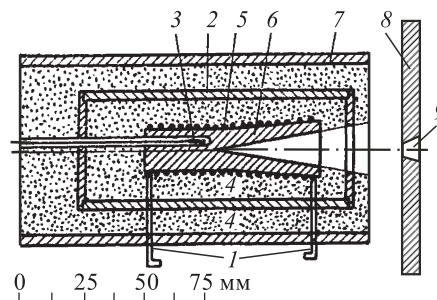


Рис. 5.2. Типовая модель черного тела: 1 — выводы от нагревателя к автоматическому регулятору температуры; 2 — металлический (медный) экран; 3 — платиновый термометр сопротивления; 4 — полости, заполненные смесью асбеста с цементом; 5 — обмотка нагревателя; 6 — сердечник; 7 — корпус; 8 — диафрагма; 9 — рабочее отверстие

Обстоятельный аналитический обзор [42] посвящен описанию конструкций и применений высокотемпературных миниатюрных графитовых технических МЧТ. Они предназначены для энергетических измерений в ИК области спектра. Рабочими температурами этих МЧТ являются 2000, 2500 и 3000 К, в т. ч. и их промежуточные значения. Материалом излучающей полости служит графит. В [42] обращено основное внимание на использование этих технических МЧТ в радиометрии в УФ и видимом диапазонах длин волн, а обладающие высокой яркостью МЧТ широко применяются в многопроходной спектроскопии.

Однако последние достижения современной науки и технологии, в т. ч. физики плазмы, физики твердого тела, микроэлектроники, физики атмосферы, астрофизики и космической техники, потребовали значительного увеличения точности измерений в спектрорадиометрии оптического излучения. Особое внимание было привлечено к эталонной УФ-радиометрии. Решение многих важнейших проблем (например, астрофизические наблюдения, мониторинг состояния озонового слоя земли и пр.) требовали длительных измерений небольших изменений радиомет-

рических величин. При этом погрешность измерений не должна была превышать 0,1 %.

Традиционная радиометрия не обеспечивала выполнения столь жестких метрологических требований, и возникла необходимость в новом подходе к воспроизведению размеров фотометрических и радиометрических единиц, базирующемся на использовании высокоточных, высокостабильных МЧТ [43]. Основными аспектами высокоточной «чернотельной» радиометрии являются: воспроизведение новых спектрорадиометрических шкал, не зависящих от Практической Температурной Шкалы; создание нового поколения (параметрического ряда) высокотемпературных, широкоапертурных, изотермичных МЧТ с тщательно изученными метрологическими характеристиками; разработка стабильных, мобильных эталонов сравнения и создание новых методов сравнения спектральных характеристик источников излучения [43].

В «чернотельной» радиометрии применяются два основных типа МЧТ: 1) основанные на фазовых переходах металлов МЧТ с фиксированными рабочими температурами; 2) МЧТ переменной температуры. В зависимости от требуемых спектрального диапазона и плотности потока излучения выбираются МЧТ, работающие в диапазонах температур: высоких (от 1800 до 3200 К); средних (от 400 до 1800 К); низких (от 200 до 400 К) и криогенных (от 60 до 200 К).

Наибольшие метрологические трудности возникают в важнейшем для многих приложений диапазоне длин волн от 200 до 3000 нм, где необходимо использовать высокотемпературные МЧТ (ВМЧТ).

Кратко остановимся на основных принципах «чернотельной» высокоточной оптической радиометрии. Как упоминалось ранее, спектр излучения МЧТ описывается формулой Планка, которую запишем в форме для поляризованного света:

$$L_{\lambda}(\lambda, T) = \frac{c_1 \varepsilon_{\text{эф}}(\lambda, T)}{n^2 \lambda^5 \left(\exp \frac{c_2}{n \lambda T} - 1 \right)}, \quad (5.5)$$

где $L_{\lambda}(\lambda, T)$ — СПЭЯ; $\varepsilon_{\text{эф}}(\lambda, T)$ — эффективная излучательная способность; c_1, c_2 — первая и вторая постоянные излучения (здесь, в отличие от (5.1), $c_1 = 0,595 \cdot 10^{-16}$ Вт · м²); λ — длина волны излучения; n — показатель преломления воздуха; T — температура излучающей полости МЧТ.

Из (5.5) нетрудно получить, что

$$\frac{\Delta L_{e,\lambda}(\lambda, T)}{L_{e,\lambda}(\lambda, T)} = \frac{c_2}{\lambda T \left[1 - \exp \left(\frac{-c_2}{\lambda T} \right) \right]} \cdot \frac{\Delta T}{T}. \quad (5.6)$$

Выражения (5.5) и (5.6) свидетельствуют, по крайней мере, о двух принципиальных метрологических требованиях, предъявляемых к высокоточной (эталонной) МЧТ, воспроизводящей единицы спектрорадиометрических величин:

— для того чтобы МЧТ можно было бы с наименьшей погрешностью считать АЧТ, значение $\varepsilon_{\text{эф}}$ должно быть предельно близким к единице (формула (5.5));

— точность воспроизводимого эталонной МЧТ размера СПЭЯ непосредственно зависит от точности измерения температуры полости (форму-

ла (5.6)). Например, при $T = 3000$ К, $\lambda = 500$ нм и $\Delta T = 0,3$ К значение $\Delta L_{e,\lambda}(\lambda, T)/L_{e,\lambda}(\lambda, T) = 0,1$ %.

О методах количественной оценки $\varepsilon_{\text{эф}} \rightarrow 1$, равно как и о точных измерениях радиационной температуры полости ВМЧТ, будет рассказано далее.

Здесь же необходимо напомнить, что МТШ-90 базируется на МЧТ с температурами затвердевания серебра (1234,93 К), золота (1337,33 К) и меди (1357,77 К), а экстраполяция этой шкалы в область высоких температур осуществляется с использованием формулы Планка. Пирометрия в диапазоне температур 2000–3000 К гарантирует получение результатов измерений с погрешностью не менее 1,5–3,5 К, что, в свою очередь, в пересчете на погрешность воспроизведения единицы СПЭЯ в УФ диапазоне спектра дает значения от одного до двух процентов.

Следовательно, традиционным пирометрическим методам принципиально присуща неопределенность воспроизведения единиц спектрорадиометрических величин — в первую очередь СПЭЯ и СПЭО — в УФ и видимом диапазонах длин волн. Кроме того, необходимо принимать во внимание разницу между практической и термодинамической температурными шкалами. В результате, такие источники погрешностей, как отличие $\varepsilon_{\text{эф}}(\lambda)$ от единицы, нестабильность рабочей температуры полости, дифракционные потери на апертуре и неточность определения λ оказывают существенно меньшее влияние на точность воспроизведения упомянутых единиц.

Что же необходимо было сделать для повышения точности воспроизведения эталонных шкал СПЭЯ и СПЭО в наиболее «востребованной» спектральной области с длинами волн от 200 до 3000 нм? Как оказалось, высокотемпературная «чернотельная» радиометрия, базирующаяся на фазовых переходах серебра, золота и меди, не оптимальна по точности воспроизведения. Основной причиной возникновения больших погрешностей является зависимость точности воспроизведения термодинамической температуры на основе МТШ-90 в области температур >1000 °С от погрешности газового термометра. Повышение точности определения температуры фазовых переходов серебра, золота и меди имеет значение лишь для термометрии.

Поэтому более точное воспроизведение эталонных шкал СПЭЯ и СПЭО может быть достигнуто как прямыми измерениями высокоточными приборами этих величин, характеризующих излучение ВМЧТ, так и путем создания новых типов МЧТ на высокотемпературных фазовых переходах эвтектик.

Ознакомимся с основами и особенностями построения и параметрами МЧТ как на фазовых переходах (с постоянной рабочей температурой), так и с переменной рабочей температурой.

5.1.3. Модели черных тел на фазовых переходах. Как известно, реперными точками МТШ-90 служат температуры затвердевания In, Sn, Zn, Al, Ag, Au и Cu, а также температура плавления Ga [44]. Более высокотемпературные тела (Ag, Au, Cu) широко используются в эталонной радиометрии, а также находят применение в качестве исходных излучателей при воспроизведении реперов температурной шкалы. Низкотемпературные МЧТ незаменимы при калибровке пирометров, а также разнообразной ИК-аппаратуры, в т. ч. и радиометров оптического излучения. В любом из этих вариантов использования эталонная МЧТ является источником нормированного, стабильного оптического излучения, с достаточной точностью подчиняющегося фунда-

ментальному физическому закону. Именно это обстоятельство роднит бесконтактную термометрию и радиометрию, поскольку в обоих случаях имеет место неоднократно упоминавшееся ранее оптоэлектрическое измерительное преобразование. Поэтому представляет интерес более детальное ознакомление с МЧТ этой группы независимо от их метрологического назначения.

Для калибровок ИК измерительной аппаратуры во ВНИИОФИ были разработаны эталонные МЧТ на фазовых переходах галлия и индия. Конструктивно обе МЧТ выполнены идентично; схематичный разрез излучателя представлен на рис. 5.4 а.

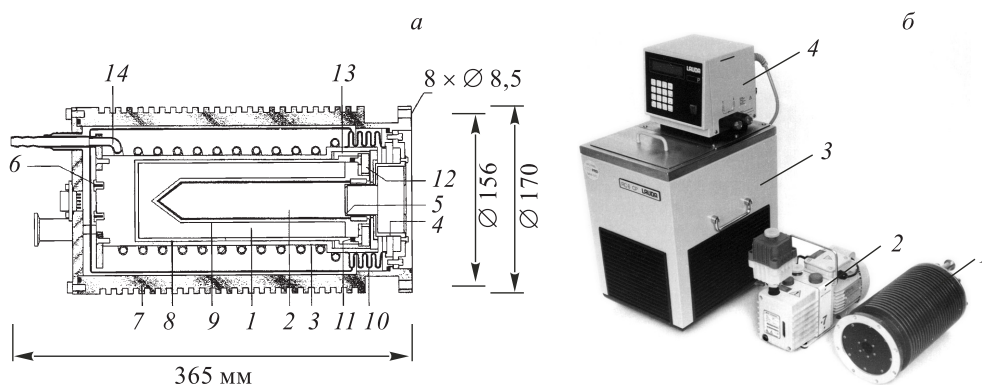


Рис. 5.4. Конструктивный разрез МЧТ на фазовых переходах галлия и индия (а): 1 — ячейка с Ga или In; 2 — медная излучающая полость; 3 — теплообменник; 4 — оптический экран с апертурной диафрагмой 5; 6 — термометр сопротивления; 7 — вакуумная камера; 8 — тefлоновый корпус; 9 — тefлоновая полость; 10 — сильфон для тепловой развязки; 11 — уплотнительное кольцо; 12 — гайка; 13 — втулка; 14 — медная трубка для прокачки теплоносителя. Фотография МЧТ на фазовых перехода Ga и In (б): 1 — МЧТ; 2 — насос; 3 — термостат; 4 — контроллер термостата

Излучающая полость 2 из меди, покрытой черной краской, погружена в ячейку 1 с галлием или индием, которая, в свою очередь, помещена в теплообменник 3 с внешним циркулятором в виде медной трубки 14, по которой прокачивается теплоноситель. Температура теплообменника измеряется двумя платиновыми термометрами сопротивления, один из которых используется для отсчета и регистрации ее значения, а другой — в системе термостабилизации МЧТ. Ячейка с галлием или индием расположена в замкнутом толсто-стенном медном блоке, обеспечивающем однородность температурного поля. Вакуумная изоляция, разделяющая внутренние объемы излучающей полости и теплообменника, позволяет при необходимости извлекать каждый из них независимо друг от друга.

Эти МЧТ в совокупности образуют стационарный эталонный комплекс чернотельных источников излучения на фазовых переходах сверхчистых металлов в диапазоне температур 29,765–156,60 °С. Характеристики МЧТ на фазовых переходах Ga и In приведены в табл. 5.1, а фотография МЧТ — на рис. 5.4 б.

В последнее время пристальное внимание метрологов, работающих в области высокоточной оптической радиометрии, привлек недавно предложенный альтернативный метод реализации высокотемпературных фиксированных то-

Таблица 5.1. Характеристики МЧТ

Наименование	Черное тело при температуре фазового перехода галлия	Черное тело при температуре фазового перехода индия
Температура, °C	29,765	156,60
Невоспроизводимость температуры, мК	0,2	50
Диаметр полости, мм	30	30
Длина полости, мм	180	180
Чистота металла	0,999 999 9	0,999 999
Диаметр выходной апертуры, мм	20	20
Эффективная излучательная способность при длине волны 1 мкм	0,9999	0,9999
Размеры, мм ³	∅ 170 × 365	∅ 170 × 365
Вес, кг	15	15

чек, основанный на использовании в качестве материала фазового перехода не чистых металлов, а соединений металлов и углерода (эвтектик) [45]. При этом графитовый тигель не будет служить источником загрязнения, поскольку углерод сам входит в состав материала фиксированной точки. Кроме того, использование обладающего высокой поглощательной способностью графита в качестве материала капсулы фиксированной точки сильно упрощает реализацию чернотельной полости. Исследования плато плавления и затвердевания шести фиксированных точек на основе эвтектик железо–углерод (Fe–C), никель–углерод (Ni–C), палладий–углерод (Pd–C), родий–углерод (Rh–C), платина–углерод (Pt–C) и рутений–углерод (Ru–C) с соответствующими температурами 1153, 1329, 1492, 1657, 1738, 1953 °C подтвердили большую перспективность нового метода [46, 47]. В работах [48] и [45] была высказана возможность создания более высокотемпературных фиксированных точек на базе иридий–углерод (Ir–C), рений–углерод (Re–C) и осмий–углерод (Os–C) с температурами плавления, согласно [48], 2569 K, 2778 K и 3005 K, соответственно. Черные тела на столь высокотемпературных фазовых переходах в случае их реализации могли бы найти широкое применение в радиометрии как в видимой, так и в УФ областях спектра, и существенно повысить точности воспроизведения единиц радиометрических величин и передачи их размеров.

Вышеизложенное явилось побудительной причиной постановки во ВНИИОФИ работ по исследованиям ВМЧТ на точках фазовых переходов плавления/затвердевания эвтектик Ir–C и Re–C и измерениям температур этих переходов.

Капсулы с эвтектиками были изготовлены в Национальной Исследовательской Лаборатории Метрологии (NRLM) Японии и предоставлены для исследований во ВНИИОФИ на основании двусторонней договоренности о сотрудничестве. Обе капсулы (одна с Ir–C и одна с Re–C) идентичны по форме и размерам и изготовлены из сверхчистого графита 99,9995 %. Внешне капсула

представляет собой цилиндр длиной 64 мм и диаметром 24 мм (рис. 5.5). Внутреннее ее пространство, заполненное материалом эвтектики, имеет длину 50 мм и диаметр 16 мм. Эвтектика окружает цилиндрическую полость диаметром 4 мм и глубиной 43 мм с коническим дном (угол конуса — 120°). Эвтектика приготовлена путем смешивания порошкообразного металла с графитовой пудрой. Чистота иридия и рения составляла 99,9 %, чистота графитовой пудры — 99,9995 %. Процентное содержание (весовое) углерода в эвтектиках Ir–C и Re–C составляло 1,6 % и 2,0 %, соответственно. Порошкообразная смесь

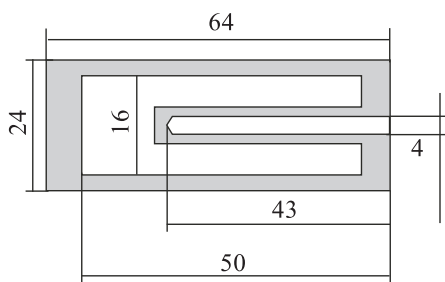


Рис. 5.5. Внешний вид и размеры капсулы с эвтектикой

засыпалась в капсулу и расплавлялась. После охлаждения капсула открывалась и добавлялась новая порция порошка, после чего опять проводилась плавка, и так до тех пор, пока капсула полностью не заполнялась материалом эвтектики. Окончательно капсула Ir–C содержала 82,5 г эвтектики, а капсула Re–C — 80,8 г, соответственно.

Для нагрева капсул с эвтектиками была использована разработанная во ВНИИОФИ ВМЧТ ВВ3200pg (см. далее) с максимальной рабочей температурой 3200 К. Капсула с эвтектикой помещалась горизонтально внутри излучающей полости стандартного излучателя ВВ3200 pg, собранного из пирографитовых колец (рис. 5.6). Для этого был изготовлен специальный графитовый цилиндрический вкладыш, кольцеобразный выступ которого зажимался между кольцами излучателя, благодаря чему вкладыш фиксировался внутри полости в подвешенном состоянии. Капсула помещалась во внутреннее пространство вкладыша и фиксировалась двумя перегородками — одной сплошной, а другой с отверстием достаточного диаметра, чтобы не ограничивать выходное отверстие излучающей полости капсулы.

Капсула с эвтектикой нагревалась путем радиационного обмена со стенками излучателя ВВ3200pg, который, в свою очередь, разогревался прямым пропусканием постоянного электрического тока. Температуре плавления Ir–C соответствовал ток примерно 420 А, а температуре плавления Re — примерно 470 А. Время нагрева от комнатной температуры до температуры плавления эвтектики составляло примерно 1,5 ч, время остывания — более 2 ч. Измеренные значения температур затвердевания эвтектик Ir–C и Re–C составили 2564 К и 2748 К, соответственно. Полученные значения совпадают в пределах суммарной погрешности с результатами измерений, проведенных независимо авторами [48–50].

Особое внимание было уделено исследованиям воспроизводимости СПЭЯ ВМЧТ на основе Ir–C и Re–C в точках плавления и затвердевания эвтектик и зависимости значений СПЭЯ в этих точках от скорости нагрева и охлаждения капсул с эвтектиками. При этом в качестве точки плавления рассматривалась точка минимума первой производной зависимости сигнала пирометра от времени. В табл. 5.2 приведены результаты измерений воспроизводимости СПЭЯ ВМЧТ на точках плавления и затвердевания Ir–C и Re–C для всех проведенных серий измерений, в табл. 5.3 — вариации СПЭЯ этих ВМЧТ при значительных изменениях скоростей нагрева и охлаждения.

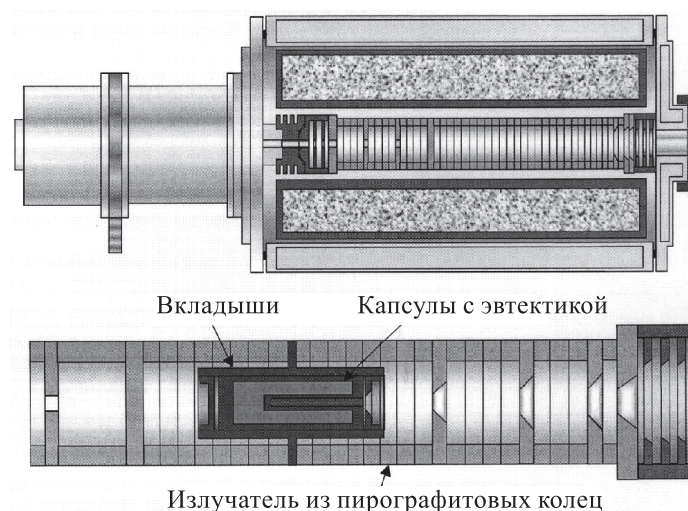


Рис. 5.6. Размещение капсулы с эвтектикой внутри полости пирографитового излучателя черного тела ВВ3200pg

Таблица 5.2. Воспроизводимость СПЭЯ (650 нм) ВМЧТ на фазовых переходах Ir–C и Re–C

Тип фазового перехода	Число измерений	СКО, %	Диапазон скоростей нагрева/охлаждения, К/мин.
Ir–C плавление	10	0,006	4,7–6,9
Ir–C затвердевание	10	0,007	2–3
Re–C плавление	15	0,004	4–7
	14	0,004	3–8
Re–C затвердевание	12	0,01	0,5–1,5
	14	0,03	1,9–5,1

Таблица 5.3. Вариации СПЭЯ (650 нм) ВМЧТ на фазовых переходах Ir–C и Re–C при больших изменениях скоростей нагрева и охлаждения

Тип фазового перехода	Число измерений	СКО, %	Диапазон скоростей нагрева/охлаждения, К/мин.
Ir–C плавление	7	0,02	1,2–9,0
Ir–C затвердевание	7	0,02	1,2–13,0
Re–C плавление	8	0,01	1,9–15,0
Re–C затвердевание	8	0,02	2–10

Невоспроизводимость СПЭЯ ВМЧТ на фазовых переходах Ir–C и Re–C оказалась рекордно малой: СКО всего лишь 0,004–0,01 %. И даже в большом диапазоне скоростей нагрева/охлаждения разброс составляет порядка 0,02 %. Такие уровни воспроизводимости демонстрируют лишь ВМЧТ на точках затвердевания чистых металлов. С использованием эвтектик температурный диапазон рекордных точностей, характерных для радиометрии с применением

ВМЧТ на фазовых переходах, распространяется до уровня 2748 К, а в случае успешного исследования Os–C — и до 3000 К [50].

Приведенные здесь результаты исследований были получены только на одной паре чернотельных капсул Ir–C и Re–C. Если уровни воспроизводимости подтвердятся в экспериментах с другими, независимо изготовленными ВМЧТ на основе Ir–C и Re–C, а также если значения температур плавления и затвердевания будут повторяться с высокой точностью от образца к образцу, то их применения в радиометрии видимой и УФ областей спектра, а также в фотометрии и термометрии, окажутся очень широкими.

5.1.4. Модели черных тел с переменной рабочей температурой.

Несомненным преимуществом МЧТ на фазовых переходах является отсутствие необходимости измерения рабочей температуры, поскольку все они построены на реперных точках МТШ-90. Если рабочая температура МЧТ, т. е. температура фазового перехода, достаточно стабильна, то можно говорить о высокой точности воспроизведения единиц радиометрических величин. Однако при этом спектр излучения МЧТ неизменен и получить радиометрическую величину достаточной интенсивности можно лишь в очень ограниченном диапазоне длин волн. Этого недостатка лишены перестраиваемые по температуре МЧТ, однако при этом возникает непростая метрологическая задача точного измерения рабочей температуры излучающей полости. Тем не менее, очевидные преимущества перестраиваемых по температуре (и, следовательно, по спектру излучения) МЧТ при наличии абсолютных и относительных методов измерений термодинамической температуры ВМЧТ (у низкотемпературных МЧТ измерения температуры не связаны со значительными трудностями) обеспечили им лидирующую роль в современной эталонной радиометрии некогерентного оптического излучения. Поэтому рассмотрим более подробно несколько примеров путей построения наиболее совершенных МЧТ переменной температуры, получивших распространение в ряде передовых метрологических центров в качестве эталонных электрооптических измерительных преобразователей.

Разработки различных перестраиваемых по температуре МЧТ были начаты во ВНИИОФИ в 1971 г. [43]. Изучались различные материалы для создания излучающей полости, исследовались многочисленные варианты ее формы и конструкции, предлагались и сопоставлялись методы оценки $\varepsilon_{\text{эф}}$ и стабилизации излучательных характеристик МЧТ. В табл. 5.4 приведены характеристики некоторых чернотельных излучателей переменной температуры, разработанных во ВНИИОФИ. Их отличает широкий диапазон рабочих температур, высокие излучательная способность полости (не менее 0,999) и стабильность температуры, а также предельно достижимая равномерность аксиального распределения температуры полости. Все приведенные в табл. 5.4. МЧТ были тщательно метрологически исследованы. Особый интерес представляют ВМЧТ с полостью из графита, выполненная в вариантах ВВ22р и ВВ39р, а также ВМЧТ ВВ3200с и ВВ3200рг (ВВ — black body), отличающиеся лишь конструкцией электродов — соответственно, коаксиальной и аксиальной. Излучающие полости двух последних ВМЧТ выполнены из пиролитического графита. Остановимся более подробно на описаниях этих ВМЧТ и результатах их метрологических исследований.

В широкоапертурной ВМЧТ типа ВВ22р в качестве материала излучающей полости использован графит. Излучатель состоит из двух коаксиальных трубок, причем внутренняя из них выполнена в виде состыкованных полостей. Одна из них является непосредственно излучающей (радиометрической) полостью, а другая используется для регулирования и стабилизации температуры ВМЧТ. Разработанная конструкция ВМЧТ позволила поместить излучающую полость на достаточном удалении от систем охлаждения водой и электропитания. Более того, наружная трубка подогревает внутреннюю, что позволяет уменьшить температурный градиент. Дно излучающей полости имеет форму внутреннего конуса с углом при вершине 140° , рабочие температуры находятся в диапазоне от 1800 до 2900 К. «Срок жизни» излучателя зависит от рабочей температуры и равен 500 и 50 ч при температурах 2500 и 2900 К, соответственно.

Таблица 5.4. Характеристики некоторых чернотельных излучателей переменной температуры, разработанных во ВНИИОФИ

Тип	Материал излучающей полости	Размеры полости, мм ³	Выходное отверстие, мм	Температурный диапазон, К	Потребляемая мощность (предельная), кВт	Год разработки
ВВ3200pg	Пиролитический графит	200 × 37	22	2500–3300	14	1995
ВВ3200с	Пиролитический графит	145 × 32	18	2500–3300	12	1995
ВВ3000pg	Карбид ниобия	350 × 19	12	2500–3300	25	1985
ВВ22р	Графит	130 × 22	14	1800–2900	7	1992
ВВ39р	Графит	250 × 39	30	1800–2900	10	1992
ВВ2700	Карбопласт	280 × 19	12	2000–2700	15	1975
ВВ2500	Углеродистое стекло	450 × 19	12	2000–2500	15	1975
ВВ14	Графит	110 × 14	8	600–2500	3	1990
ВВ2000	Графит	190 × 90	60	800–2000	8	1995
ВВ1200	Натриевая тепловая труба	100 × 10	8	800–1200	0,5	1985
ВВ300	Медь	500 × × 140	30	80 × 300	0,1	1992
ВВ290	Медь	250 × 40	30	293 × 473	0,4	1995

Несколько конструктивных приемов позволили существенно уменьшить неравномерность распределения температуры вдоль полости (продольный температурный градиент) и добиться высокого уровня однородности излучения ВМЧТ. Измерения показывают, что неравномерность распределения СПЭЯ в сечении апертуры диаметром 8 мм находится в пределах 0,1–0,5 %. Не менее важной характеристикой ВМЧТ является стабильность ее излучательных параметров. При использовании системы термостабилизации с опти-

ческой обратной связью нестабильность потока излучения ВВ22р не превышала 0,01–0,03 % в течение нескольких часов.

Широкоапертурные ВМЧТ, используемые для воспроизведения эталонной шкалы СПЭО, имеют по сравнению с узкоапертурными излучателями большие продольные температурные градиенты. Расчеты показывают, что $\varepsilon_{\text{эф}}$ неизотермичных ВМЧТ существенно зависит от λ и может изменяться на доли процента, особенно в УФ области спектра. Следовательно, погрешность определения $\varepsilon_{\text{эф}}$ является одной из основных составляющих суммарной погрешности воспроизведения эталонной радиометрической шкалы. Поэтому разработка точных методов оценки $\varepsilon_{\text{эф}}$ неизотермичной полости ВМЧТ явилась в свое время важной и насущной задачей. В результате были разработаны несколько методов определения $\varepsilon_{\text{эф}}$ неизотермичной полости сложной геометрической формы, в т. ч. метод Монте-Карло [43]. Это позволило производить математическое моделирование любых характеристик излучения ВМЧТ с произвольными распределениями температуры вдоль полости.

Как видно из табл. 5.4, ВМЧТ типа ВВ39р отличается от ВВ22р лишь размерами полости и выходного отверстия, что позволило использовать ее более эффективно для воспроизведения эталонной шкалы СПЭО.

Стремление к увеличению рабочей температуры ВМЧТ привело к разработке во ВНИИОФИ модели ВМЧТ типа ВВ3200 в двух вариантах – ВВ3200 с и ВВ3200pg [43]. Излучающие полости обеих ВМЧТ состоят из набора пирографитовых колец, спрессованных стальной пружиной. Коническое дно полости и теплоизолирующие элементы изготовлены из графита. Излучатели с теплоизолирующими компонентами смонтированы в камере с водяным охлаждением. Цилиндрические полости резистивно нагреваются непосредственно протекающим по ним электрическим током. Дополнительные пирографитовые и графитовые диафрагмы в передней и задней частях излучающей полости значительно увеличивают равномерность распределения температуры вдоль ее стенок и дна. Кварцевые окна в задней части корпусов обеих ВМЧТ позволяют выводить часть потока за дно полости для контроля и регулирования характеристик выходного излучения.

Скорость сублимации пиролитического графита при высоких температурах в атмосфере аргона значительно меньше, чем у обыкновенного высококачественного графита. Поэтому и «срок жизни» таких коаксиальных излучателей из пирографита в несколько раз больше, чем у подобных графитовых излучателей при $T = 3200$ К, и достигает 100 ч.

Конструкции ВМЧТ ВВ3200 с и ВВ3200pg представлены на рис. 5.7. Эти ВМЧТ имеют сравнительно небольшое конструктивное отличие: в первой из них (рис. 5.7 а) оба электрода размещены в задней части устройства, а во второй (рис. 5.7 б) один электрод находится сзади, а другой — впереди. Коаксиальный излучатель охвачен третьей графитовой трубой с пространством между ними, заполненным графитовой тканью, что обеспечивает надежную теплоизоляцию.

Каждая из этих МЧТ нагревается постоянным электрическим током от источника 600 А, 25 В (ВВ3200 с) или 650 А, 23 В (ВВ3200pg). Во избежание окисления графита при высоких температурах сквозь камеру прокачивается аргон с расходом 2–4 л/мин, а охлаждение внешнего экрана требует значительного расхода (более 10 л/мин) холодной воды.

Поскольку внешняя теплоизолирующая графитовая трубка имеет большую «тепловую массу», а удельная теплопроводность наружного водяного кожуха относительно мала, в целом ВМЧТ медленно реагирует на изменения тока. Это является достоинством, поскольку значительно увеличивается термостабильность системы.

По сравнению с большинством ВМЧТ других типов периоды нагревания и охлаждения рассматриваемых чернотельных излучателей велики. В режиме нагревания ток достигает максимального значения через 50 мин. В течение

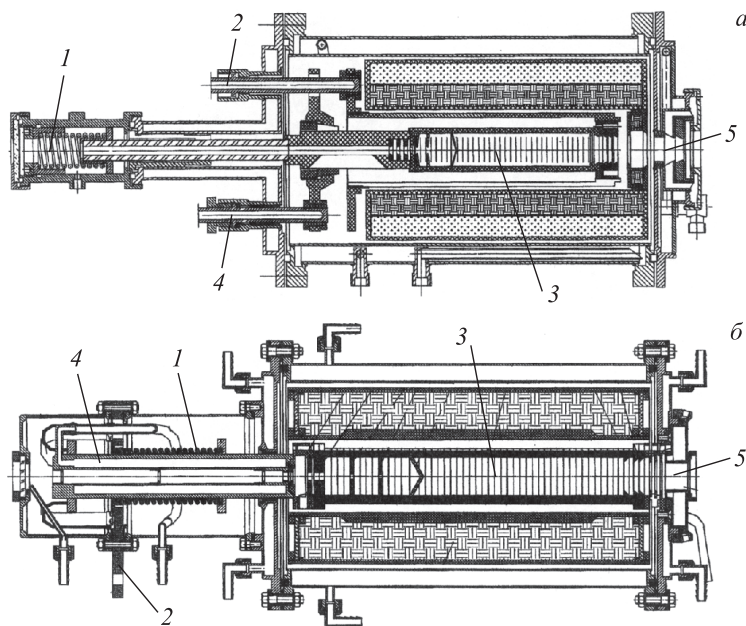


Рис. 5.7. Конструкция МЧТ: а — ВВ3200 с: 1 — стальная сжимающая пружина; 2 — первый электрод; 3 — второй электрод; 4 — излучающая полость из коаксиально спрессованных пирографитовых колец; 5 — графитовая труба; 6 — выходная апертура; б — ВВ3200рг: 1 — стальная сжимающая пружина; 2 — боковой электрод; 3 — излучающая полость из аксиально спрессованных пирографитовых колец; 4 — второй электрод; 5 — выходная апертура

последующих 50 мин температура ВМЧТ стабилизируется. При включенной системе стабилизации с обратной связью режим стабилизации наступает раньше. Для охлаждения ВМЧТ до комнатной температуры необходимо резко, в течение нескольких минут, снизить ток до нуля, но при этом процесс полного охлаждения длится около 2 ч.

Для получения воспроизводимых результатов эталонных измерений необходима должная временная температурная стабилизация и, как следствие, стабильность важнейших параметров излучения ВМЧТ — энергетических яркости и освещенности. Поэтому временная стабильность обеих ВМЧТ исследовалась в двух различных режимах работы:

а) в режиме неизменного тока нагрева; при этом контролировалась только сила тока, а напряжение питания ВМЧТ и ее температурный дрейф не отслеживались;

б) в режиме контроля и регулирования с использованием фототока радиометра и цепи обратной связи; при этом стабилизировался источник питания ВМЧТ по сигналу, измеренному радиометром, ОЭИП которого был «нацелен» на заднюю стенку полости; для поддержания неизменным выходного сигнала ОЭИП регулировался с использованием ПИД-алгоритма питания ВМЧТ.

При нормальных условиях эксплуатации системы, устройство стабилизации с обратной связью снижает флуктуации температуры до $\pm 0,15$ К, при $T = 3010$ К, и $\leq \pm 0,05$ К, при $T = 1900$ К.

Следующими двумя важнейшими метрологическими параметрами эталонной ВМЧТ, воспроизводящей размеры единиц СПЭЯ и СПЭО, являются равномерность распределений этих величин в соответствующей плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения: для СПЭЯ — это место расположения выходной апертуры ВМЧТ, а для СПЭО — это участок поверхности, на которую падает излучение ВМЧТ. С целью упрощения назовем первое из двух равномерных распределений **равнояркостью**, а второе — **равноосвещенностью**. Именно по двум этим измеренным распределениям можно судить об изотермичности полости ВМЧТ и, как следствие, о строгости соблюдения ею закона Планка. Для выполнения этих измерений были разработаны соответствующие методики. В обоих случаях непосредственно перед выходной апертурой ВМЧТ помещалась прецизионная диафрагма в водоохлаждаемой оправе, имевшая калиброванное отверстие диаметром 15 мм. Эта диафрагма ограничивала поле зрения таким образом, что при наблюдении ВМЧТ по оси полости было видно лишь исходящее из нее излучение.

Несмотря на то, что были получены удовлетворительные результаты измерений равномерности, следовало убедиться в том, что на определенном расстоянии от выходной апертуры ВМЧТ в плоскости, перпендикулярной распространению излучения, энергетическая освещенность также распределена по заданной площадке достаточно равномерно. С этой целью был использован широкополосный радиометр с центральной длиной волны 550 нм и шириной полосы пропускания на полувысоте 220 нм. Приемная площадка ОЭИП радиометра располагалась на расстоянии 700 мм от выходной апертуры ВМЧТ. Радиометр перемещался горизонтально с помощью предметного столика. Отклонения от неравнояркости и неравноосвещенности у обеих ВМЧТ не превысили 0,2 % вне зависимости от температуры.

5.2. Измерительные лампы как эталонные электрооптические измерительные преобразователи

Таким образом, рассмотренные в предыдущем параграфе ЭОИП с полным правом можно отнести к так называемым «расчетным» источникам оптического излучения. Это означает, что излучательные характеристики и параметры МЧТ подчиняются фундаментальному закону Планка и определяются расчетом, а не путем измерений. Результаты расчета оказываются настолько точными, насколько точно определены эффективная излучательная способность $\epsilon_{\text{эф}}$ и температура T полости МЧТ.

Поэтому МЧТ следует признать абсолютными излучателями, а наиболее точные из них применяются в качестве ЭОИП в первичных эталонах, вос-

производящих единицы световых и энергетических величин некогерентного оптического излучения. От этих первичных «расчетных» источников оптического излучения размеры воспроизводимых единиц и шкал нужно передать другим, менее точным источникам, составляющим основу вторичных и рабочих эталонов. Такими источниками могут служить как МЧТ, так и, главным образом, различные эталонные лампы. Последние не являются расчетными излучателями; они хранят и передают размеры единиц и шкалы, но воспроизводить их могут только после предварительной калибровки.

Ламповые вторичные эталоны можно классифицировать по нескольким признакам и разделить на группы по способу формирования потока излучения [51]. Различные характеристики распределения оптического поля и направленности пучка излучения связаны с соответствующими радиометрическими величинами и геометрически эквивалентными им фотометрическими величинами. Широкое распространение получили эталонные лампы трех групп:

- используемые и сертифицируемые по пучку, сформированному в одном направлении без применения проецирующей оптической системы; они, в свою очередь, могут быть разделены на две подгруппы:

- эталонные единицы силы излучения или силы света; лучистый поток или световой поток распространяется в единичном телесном угле;

- эталонные единицы облученности или освещенности; лучистый поток или световой поток падают на поверхность или на приемную площадку ОЭИП, расположенные на определенном расстоянии от лампы;

- используемые и сертифицируемые по пучку, сформированному в одном направлении с применением проецирующей оптической системы для ограничения определенной излучающей области — это эталоны единиц энергетической яркости или яркости;

- используемые в качестве эталонов, воспроизводящих размеры единиц суммарного потока (лучистого или светового), распространяющегося во всех направлениях от лампы в пределах полного телесного угла 4π ср.

В данном параграфе рассмотрены эталонные лампы разных типов и назначений. Сначала описаны основные свойства и характеристики эталонных ламп, а затем приведены сведения об отечественных светоизмерительных лампах и ламповых МЧТ [51, 52]. Достаточно подробная информация о зарубежных эталонных лампах содержится в [46].

5.2.1. Основные свойства и характеристики эталонных ламп.

Поскольку относительное спектральное распределение мощности излучения наиболее распространенных в метрологической практике вольфрамовых ламп подобно аналогичной характеристике планковского излучателя (по крайней мере, в видимой области спектра), их принято различать **по цветовой температуре или температуре распределения**.

Напомним, что цветовой температурой считается температура планковского излучателя (черного тела), при которой цветность его излучения равна цветности излучения лампы. Если цветность не соответствует геометрическому месту точек, удовлетворяющих уравнению Планка, то цветовая температура, соответствующая точке на геометрическом месте, ближе всего расположенной к точке, представляющей цветность источника света на шкале равномерной цветности, именуется **коррелированной цветовой температурой**.

Температурой распределения источника излучения в заданном интервале длин волн от λ_1 до λ_2 называется температура T_D планковского излучателя, для которой удастся изменением a и T минимизировать значение интеграла

$$\int \left[1 - \frac{S_t(\lambda)}{aS_b(\lambda, T)} \right]^2 d\lambda,$$

где λ — длина волны; $S_t(\lambda)$ — относительное спектральное распределение мощности излучения лампы; $S_b(\lambda, T)$ — относительное спектральное распределение мощности излучения планковского излучателя при температуре T .

Обычно у вольфрамовой лампы цветовая температура и температурная распределения различаются незначительно. Спектральная излучательная способность вольфрама изменяется с длиной волны, в результате чего световое излучение вольфрамовой лампы накаливания несколько «зеленее», чем у планковского излучателя при той же цветовой температуре или температуре распределения. Разница между двумя относительными спектральными распределениями мощности достигает $\sim 5\%$ на границах видимого спектра излучения ленточной вольфрамовой лампы, но она значительно меньше у лампы с биспиральной нитью накала благодаря эффекту внутреннего переотражения между нитями. Как у всех ламп накаливания, у вольфрамовых ламп соотношение УФ и синего излучения в спектре увеличивается с ростом температуры, но при этом в рабочем режиме лампы ее характеристики изменяются быстрее.

Многие ленточные лампы, используемые в качестве вторичных эталонов единиц яркости или энергетической яркости, первоначально создавались как пирометрические эталоны. Как известно, калибровка пирометров осуществляется по шкале радиационной температуры, причем реперной длиной волны для визуальной пирометрии считается $\lambda = 665$ нм. Поэтому при пользовании радиационной температурой длина волны излучения всегда должна быть четко обозначена. Поскольку спектральная излучательная способность вольфрама находится в пределах от 0,40 до 0,48, его истинная температура всегда значительно выше радиационной. Важно отметить, что соотношения между различными категориями температур не являются фундаментальными, а зависят от физических свойств индивидуальной лампы. В табл. 5.5 приведены эквивалентные температуры для вольфрамовой ленточной лампы [51].

Вакуумные лампы используются в качестве излучателей во ВЭ при температурах не более ~ 2400 К. При более высоких температурах скорость испарения вольфрама с нити накала становится недопустимо высокой и приходится применять газонаполненные лампы накаливания. При заполнении лампы газом при давлении, близком к атмосферному, скорость испарения вольфрама с нити накала уменьшается примерно в 70 раз. Обычно используется аргон или иногда криптон с добавлением 10–15 % азота. Азот особенно эффективен в лампах, питаемых напряжением сети, так как предотвращает образование вблизи нити накала в зоне с низкой плотностью газа разрушительной высокотемпературной дуги.

Газонаполненные лампы обычно работают в качестве ВЭ при цветовых температурах от 2000 до 2900 К. При температурах < 2000 К следует применять вакуумные лампы, поскольку в газонаполненных лампах при таких температурах значительная часть мощности рассеивается путем конвекции

Таблица 5.5. Эквивалентные температуры для вольфрамовой ленточной лампы

Температура распределения (цветовая температура), К	Истинная температура, К	Радиационная температура ($\lambda = 665$ нм), °С
2000	1967	1544
2100	2064	1625
2200	2161	1707
2300	2258	1788
2400	2355	1866
2500	2452	1945
2600	2549	2025
2700	2646	2101
2800	2742	2176
2900	2839	2252
3000	2935	2327
3100	3032	2404
3300	3225	2556

и теплопроводности газа. При этом лампы становятся предельно чувствительными к внешним воздействиям, что затрудняет регулирование и стабилизацию мощности излучения.

При температурах >2900 К испарение вольфрама в газонаполненных лампах резко возрастает, и приходится переходить к специальным лампам, например, галогидно-вольфрамовым, в которых газ находится под давлением $\sim (7-10) \cdot 10^5$ Па. Эти лампы, как правило, малогабаритны, их корпуса изготовлены из толстого кварцевого или тугоплавкого стекла. При таких давлениях риск возникновения дуги минимизирован, и можно использовать чистый аргон или криптон. Небольшое количество галогена добавляется к инертному газу, чтобы при транспортировке лампы предохранить ее колбу от осаждения вольфрама. Температура колбы должна поддерживаться выше определенного минимального уровня, что ограничивает нижний предел рабочих температур лампы.

Существуют вольфрамовые лампы, заполненные газом под давлением, лишь слегка превышающим атмосферное, но при этом их тело накала выполнено из точно калиброванной проволоки. Этим обеспечиваются минимизация влияния испарения вольфрама на электрическое сопротивление нити и возможность работы лампы при температурах >3000 К.

Максимальная рабочая температура ленточных ламп оказывается иногда ниже, чем у ламп с проволоочной нитью накала. Вакуумированные ленточные лампы применяются при цветовых температурах ниже 2000 К, а газонаполненные ленточные лампы служат ВЭ в диапазоне температур от 2000 до 2900 К. В настоящее время не существует ленточных галогидно-вольфрамовых ламп.

Изменение температуры влияет на СПЭЯ вольфрама значительно интенсивнее в УФ и синей части спектра, чем в красной. Поэтому выбор рабочей температуры лампы чаще продиктован формой характеристики спектрального распределения ее потока излучения, чем его действительным суммарным

значением. В табл. 5.6. приведен ряд значений яркости и СПЭЯ вольфрама в зависимости от температуры [51].

Т а б л и ц а 5.6. Яркость и СПЭЯ вольфрама при разных коррелированных цветовых температурах

Коррелированная цветовая температура, К	Яркость, кд/м^2	Спектральная плотность энергетической яркости, $\text{Вт/м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{нм}$		
		300 нм	400 нм	700 нм
2000	$1,7 \cdot 10^5$	0,0006	0,07	10
2200	$5,3 \cdot 10^5$	0,0055	0,33	23
2400	$1,4 \cdot 10^6$	0,033	1,3	50
2600	$6,0 \cdot 10^6$	0,57	11	165
3000	$1,1 \cdot 10^7$	1,6	25	2650
3200	$1,8 \cdot 10^7$	4,7	53	410

Как упоминалось ранее, описываемые лампы можно использовать во вторичных и рабочих эталонах фотометрических и радиометрических единиц, а также при воспроизведении и передаче спектральных распределений и плотностей соответствующих радиометрических величин.

Спектральное распределение мощности излучения является важнейшим свойством любого эталонного излучателя, даже если он не используется в качестве спектрометрического эталона. В фотометрических эталонах основным требованием следует считать идентичность спектральных распределений мощности сличаемых эталонных ламп, в то время как во многих других, весьма распространенных случаях, от лампы требуется непрерывный, достаточно протяженный спектр излучения в представляющем интерес диапазоне длин волн. Поэтому в видимом и ближнем ИК диапазонах спектра именно вольфрамовые лампы накаливания не имеют конкурентов в качестве фотометрических эталонов, но их преимущества не столь очевидны в УФ диапазоне.

Спектральное распределение мощности излучения вольфрамовых ламп накаливания близко к аналогичной характеристике планковского излучателя, причем так же зависит от температуры. Для уменьшения скорости дрейфа между калибровками большинство эталонных вольфрамовых ламп работают при коррелированной цветовой температуре, близкой к 2856 К (источник типа А по классификации Международной комиссии по освещению (МКО)). Даже при практически наивысших рабочих температурах, несколько превышающих 3100 К, примерно 90 % всей мощности излучения приходится на ИК диапазон, и лишь 0,3 % остается на долю УФ диапазона. Поэтому вольфрамовые лампы не используют при спектральных измерениях в диапазоне длин волн короче 300 нм.

Большую роль при использовании ламп в качестве эталонов играет их правильное старение, после которого наступает период стабилизации их излучательных характеристик. Поскольку конструкции и технология изготовления ламп у разных производителей отличны друг от друга, можно дать только общие рекомендации относительно периода старения: в среднем этот период занимает от 100 до 200 ч при необходимости регулярного контроля характеристик лампы через каждые 50 ч. Искусственное старение лампы

можно производить, используя постоянный или переменный ток. Если лампа предназначена для работы на постоянном токе, то и ее старение следует проводить именно на постоянном токе с соблюдением одинаковой полярности источника в обоих режимах.

Рассмотрим специфические особенности проектирования, изготовления, монтажа и юстировки отечественных эталонных ламп различного назначения. Описание отечественных ламп, используемых во вторичных и рабочих эталонах, заимствовано из обстоятельной монографии [52].

5.2.2. Светоизмерительные лампы светового потока. По конструкции отечественные светоизмерительные лампы светового потока аналогичны обычным лампам накаливания. Они отличаются от серийных ламп рядом конструктивных особенностей и, главным образом, технологическими приемами изготовления и тщательностью исполнения.

Промышленность выпускает серию светоизмерительных ламп светового потока по ГОСТ 10771-82. На рис. 5.8 представлен внешний вид некоторых типов ламп. Их основные параметры по ГОСТ 10771-82 приведены в табл. 5.7.

Форма баллона не имеет существенного значения для светоизмерительных ламп светового потока. Тем не менее, исходя из требований равномерности облучения поверхности фотометрического шара, предпочитают изготавливать баллоны по возможности близкими к шару, с одинаковыми физико-механическими свойствами и толщиной стенки по всей поверхности. Хотя на внутреннюю поверхность фотометрического шара наносится белая диффузно рассеивающая краска, рекомендуется баллоны светоизмерительных ламп светового потока также покрывать изнутри диффузно рассеивающим покрытием. Это способствует дополнительному рассеиванию света, излучаемого лампой. Для обеспечения условий, при которых все участки внутренней поверхности фотометрического шара участвуют в процессах многократных отражений, необходимо, чтобы тело накала лампы было максимально рассредоточено, и лампа обеспечивала одинаковую силу света во всех направлениях. С учетом

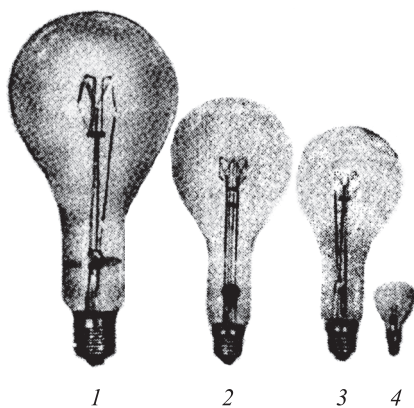


Рис. 5.8. Светоизмерительные лампы светового потока: 1 — СИП 107-20000; 2 — СИП 107-3500; 3 — СИП 107-500; 4 — СИП 3,5-10

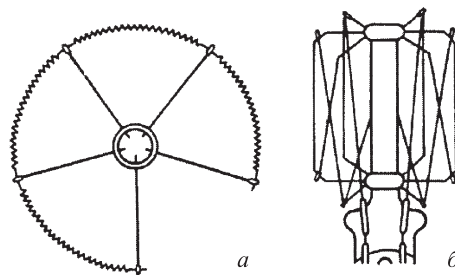


Рис. 5.9. Симметричное расположение узла тела накала светоизмерительных ламп светового потока: а — кольцеобразная моноспираль; б — зигзагообразная прямая нить

Таблица 5.7. Светоизмерительные лампы светового потока

Тип лампы	Номинальное значение			
	светового потока, лм	цветовой температуры тела накала, К	напряжения, В	мощности, Вт
СИП 3,5-10	10	2360	3,5	2
СИП 10-50	50	2360	10	9
СИП 35-150	150	2360	35	22
СИП 35-500	500	2800	35	40
СП 107-500	500	2360	107	74
СП107-1500	1500	2800	107	118
СИП 107-3500	3500	2800	107	260
СИП 107-200 000*	20 000	2800	107	1400
Тип лампы	Размеры лампы, мм			
	Диаметр баллона	Общая длина	Высота светового центра	Тип цоколя по СТ СЭВ 783-77
СИП 3,5-10	40	75	50	E10/19×13
СИП 10-50	88	140	100	E27/27
СИП 35-150	88	150	105	E27/27
СИП 35-500	88	140	105	E27/27
СП 107-500	88	150	108	E27/27
СИП 107-1500	100	210	160	E27/27
СИП 107-3500	115	235	185	E27/30
СИП 107-200 000*	152	325	250	E40/45
* Выпускается по техническим условиям				

сказанного применять концентрированные, биспиральные тела накала нежелательно. Биспирали имеют малую длину и, как правило, монтируются на двух-трех supports в прямолинейном виде или в виде слегка закругленной дуги. У таких биспиралей светораспределение в пространстве неравномерно, что приводит к дополнительным погрешностям измерений. Поэтому для светоизмерительных ламп светового потока рекомендуется применение моноспиральных, еще лучше — нитяных тел накала, достаточно длинных и смонтированных с помощью supports, расположенных симметрично относительно оси лампы, равномерно по кругу. На рис. 5.9 *а, б* показаны варианты оптимального расположения узла тела накала. В варианте *б* длинная прямолинейная нить монтируется по поверхности цилиндра с помощью двух рядов держателей. Такая конструкция обеспечивает примерно одинаковую силу света во всех направлениях, что повышает точность измерений. Моноспиральное тело накала выполняется в виде спирализованных участков, чередующихся с прямолинейными («тире»), к которым с помощью сварки крепятся держа-

тели. Если спираль не будет жестко прикреплена к держателям, то площадь соприкосновения витков с держателями будет постоянно изменяться не только при малейших сотрясениях, но даже при остывании тела накала и повторном включении лампы, что неизбежно приведет к изменениям светового потока. Такие изменения хорошо заметны у газонаполненных и низковольтных ламп, с короткими телами накала и небольшим расстоянием между держателями. Еще большие погрешности получаются, если тела накала изготавливать в виде сплошной спирали. В этом случае в местах расположения поддержек будет замыкаться некоторое количество витков, что также приведет к нестабильности светового потока. Количество поддержек должно быть таким, чтобы не допустить провисания спирали во время работы лампы и минимально экранировать тело накала. Провисание спирали всегда сопровождается растяжением навивки, большим охлаждением отдельных витков и, как следствие, изменением светового потока. Для сохранения формы тела накала при рабочих температурах нужно использовать держатели из толстых проволок. Таким образом, в отличие от обычных ламп, в которых держатели стремятся изготавливать по возможности из более тонкой проволоки для уменьшения тепловых потерь, в светоизмерительных лампах этот фактор не учитывается. Диаметр проволоки держателя тела накала должен исключать возможность ее колебания. Наиболее пригодной для этих целей является молибденовая проволока. К токовводам тело накала должно прикрепляться обязательно с помощью сварки.

Светоизмерительные лампы светового потока выпускают двух типов: вакуумные — с цветовой температурой тела накала 2360 К и газонаполненные — с температурой 2800 К. Это связано с необходимостью обеспечить прозрачность стеклянного баллона на протяжении всего срока службы лампы и не допустить появления налета испарившегося вольфрама на стенку баллона, что гарантирует стабильность светового потока. Продолжительность горения светоизмерительных ламп, как правило, не оговаривается. Они пригодны для использования в течение времени, когда изменения их светового потока не превышают нормированных значений. Метрологической характеристикой любой меры является воспроизводимость и стабильность во времени физической величины, которую она представляет, в данном случае — светового потока. По ГОСТ 10771-82 нестабильность светового потока не более 1 % должна сохраняться для вакуумных ламп в течение 25 ч и газонаполненных — в течение 15 ч. Вакуумные лампы, в принципе, более пригодны для метрологических целей, их параметры более стабильны, чем у газонаполненных ламп (отсутствует влияние теплоотвода через газ), однако их можно использовать только при температурах тела накала до 2360 К. В газонаполненных лампах в целях максимального снижения теплоотвода и уменьшения испарения вольфрама для наполнения следует применять наиболее тяжелые инертные газы — криптон и ксенон. Это приводит к некоторому увеличению стоимости ламп, однако их качество значительно повышается.

Отметим, что имеющаяся номенклатура отечественных светоизмерительных ламп светового потока недостаточна. Наряду с лампами на малые потоки (до 10 лм), крайне необходимы лампы на большие световые потоки (10–30 клм и более). Наличие большого набора светоизмерительных ламп позволит повысить точность измерений в широком диапазоне значений.

Эталонные светоизмерительные лампы необходимо периодически проверять. В принципе, следует стремиться использовать их по возможности редко, пользуясь для проведения световых измерений рабочими светоизмерительными лампами.

При проведении визуальных световых измерений, их погрешность определяется в основном свойствами глаза, для которого минимальное значение контрастной чувствительности при яркости, соответствующей яркости черного тела при температуре 1373 К, составляет 0,5 %. Кроме того, погрешность измерения светового потока ламп определяется точностью электрических измерений, поскольку имеются установленные зависимости световых и электрических параметров ламп. Так, при изменении напряжения, изменение светового потока определяется соотношением

$$\frac{\Phi_{\nu 0}}{\Phi_{\nu 1}} = \left(\frac{U_0}{U_1} \right)^{3,6},$$

где $\Phi_{\nu 0}$ — световой поток при напряжении U_0 ; $\Phi_{\nu 1}$ — световой поток при напряжении U_1 .

При изменении силы электрического тока лампы

$$\frac{\Phi_{\nu 0}}{\Phi_{\nu 1}} = \left(\frac{I_0}{I_1} \right)^6,$$

где $\Phi_{\nu 0}$ — световой поток при силе тока I_0 ; $\Phi_{\nu 1}$ — световой поток при силе тока I_1 .

Отсюда следует, что для обеспечения сходимости измерений светового потока с погрешностью 0,1 % погрешность поддержания электрического напряжения должна быть не более 0,03 %; при выборе в качестве параметра силы тока погрешность поддержания этого параметра должна быть не более 0,017 %. При измерении электрических и световых параметров светоизмерительных ламп рекомендуется использовать для их питания источники постоянного тока. При использовании ламп допускается любое положение их в пространстве. Важным является сохранение единообразных условий измерений.

5.2.3. Светоизмерительные лампы силы света. Для решения многих практических задач необходимо знать и уметь измерять силу света в определенных направлениях. Этим целям служат светоизмерительные лампы силы света, выражаемой в канделах. Сила света таких ламп в заданном направлении должна быть постоянна и стабильна во времени. К лампам предъявляется ряд требований.

Для светоизмерительных ламп силы света очень важными являются возможность юстировки в измерительных приборах, повторяемость положения лампы и прибора в пространстве. Измерение силы света ламп проводится по ГОСТ 17616-82. Для определения силы света используют метод замещения, основанный на сравнении освещенности приемника излучения, создаваемой измеряемой лампой, с освещенностью приемника от светоизмерительной лампы с известным значением силы света. Дополнительные требования к измерениям содержатся в стандарте.

В России выпускается ряд светоизмерительных ламп силы света. Основные параметры ламп по ГОСТ 10771-82 приведены в табл. 5.8. На рис. 5.10 показан внешний вид некоторых типов ламп.

Таблица 5.8. Светоизмерительные лампы силы света

Тип лампы	Номинальное значение			
	силы света, кд	цветовой температуры тела накала, К	напряжения, В	мощности, Вт
СИС 5-1	1	2860	5	1,2
СИС 10-5	5	2360	10	8,6
СИС 10-10	10	2360	10	16,8
СИС 40-100	100	2860	40	75
СИС 107-35	35	2360	107	56
СИС 107-100	100	2360	107	158
СИС 107-500	500	2800	107	365
СИС 107-1000	1000	2800	107	660
СИС 107-1500	1500	2860	107	915
Тип лампы	Размеры лампы, мм			
	Диаметр баллона	Общая длина	Высота светового центра	Тип цоколя по СТ СЭВ 783-77*
СИС 5-1	56	110	75	E27/27
СИС 10-5	88	150	88	E27/27
СИС 10-10	88	150	88	E27/27
СИС 40-100	88	142	90	E27/27
СИС 107-35	130	200	105	E27/27
СИС 107-100	130	200	105	E27/27
СИС 107-500	130	220	135	E40/45
СИС 107-1000	130	220	135	E40/45
СИС 107-1500	130	235	135	E40/45
* Цоколи всех типов ламп имеют косой срезанный рант, обеспечивающий вертикальное расположение тела накала лампы при измерении				

В светоизмерительных лампах силы света в отличие от ламп светового потока более существенное значение имеют качество баллона, его форма, конфигурация и кривизна поверхности стенок, а также состояние внутренней и наружной поверхностей. Особо важны оптические свойства стекла, поскольку выходящее по направлению наблюдения излучение зависит от отражения, пропускания, поглощения и рассеяния внутренней и внешней поверхностей баллона.

Баллоны для ламп изготавливают методом выдувания из расплавленной стекломассы. Такая технология не обеспечивает высоких оптических свойств баллона по всей поверхности. Поэтому в технических условиях на баллоны повышенные требования предъявляются только для небольших участков,

расположенных на боковой поверхности баллонов в зоне размещения тел накала.

Баллоны шаровой, цилиндрической и грушеобразной форм непригодны для светоизмерительных ламп силы света, так как у них появляется отражение света задней стенкой в направлении измерения, что недопустимо. Выход был найден в использовании баллонов конической формы. При расположении тела накала параллельно одной образующей конуса свет, отраженный от задней стенки баллона, как бы отводится в сторону и не попадает в зону визирования. Более того, при конструировании ламп стараются придать стенке баллона такой наклон, чтобы в направлении измерений не было и вторично отраженного света, который попадает на заднюю стенку, отразившись от передней стенки баллона. В отечественных лампах угол наклона образующей конуса к вертикальной оси баллона составляет примерно 16° .

В лампах с малой силой света между телом накала и передней стенкой баллона устанавливается зачерненный экран с калиброванным отверстием, размеры которого превышают рабочую зону тела накала. На рис. 5.11 показан монтаж лампы с силой света 1 кд.

К телу накала светоизмерительных ламп силы света предъявляются особые требования. В зависимости от типа лампы оно имеет различную форму и смонтировано в виде отрезков прямых или спирализованных нитей, расположенных параллельно, строго в одной плоскости и натянутых с помощью специальных держателей (рис. 5.11). Во время изготовления ламп ножки со смонтированными таким образом телами накала подвергаются предварительному обжигу в атмосфере водорода для очистки их поверхностей и снятия внутренних напряжений. После этого участки тела накала исправляются для придания отдельным отрезкам прямолинейной формы, и в таком виде смонтированная ножка заваривается в баллон.

Расположение отформованного тела накала в одной плоскости необходимо потому, что именно от этой плоскости отсчитывается расстояние до приемника излучения. Сила света измеряется в направлении, перпендикулярном плоскости нити, причем отклонение от перпендикулярности приводит к заметным погрешностям.

Для светоизмерительных ламп особое значение имеет процесс отжига, или старения тела накала, который производится, как правило, при рабочей температуре. В процессе отжига происходят рекристаллизация и формирование необходимой структуры проволоки, что гарантирует впоследствии высокую

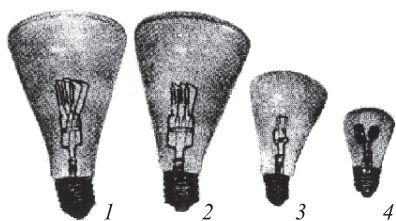


Рис. 5.10. Светоизмерительные лампы силы света: 1 — СИС 107-1500; 2 — СИС 107-1000; 3 — СИС 40-100; 4 — СИС 5-1

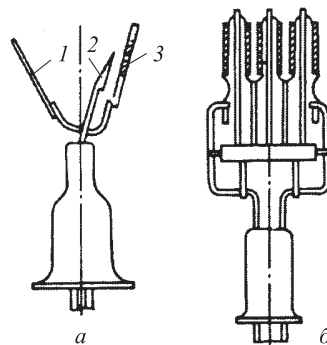


Рис. 5.11. Смонтированные ножки светоизмерительных ламп силы света: а — 1 кд; б — 1500 кд; 1 — непрозрачный экран; 2 — тело накала; 3 — экран с калиброванным отверстием

стабильность электрических и световых параметров ламп на протяжении срока службы. Как показывает практический опыт, время старения может быть достаточно большим и достигать в отдельных случаях 100–200 ч и более.

5.2.4. Ламповые модели черных тел. Наряду с широким использованием описанных в параграфе 5.1 МЧТ появилась настоятельная необходимость создания новых типов тепловых источников излучения, которые имели бы параметры, близкие к черному или «серому» телу, но одновременно обладали преимуществами температурных ламп с ленточными телами накала [52]. Были разработаны ламповые МЧТ, в которых излучает внутренняя полость длинной цилиндрической трубки малого диаметра. Такая конструкция позволяет реализовать МЧТ благодаря тому, что излучение от внутренней стенки трубки испытывает многократные отражения, каждое из которых сопровождается частичным поглощением. Чем выше коэффициент поглощения внутренней стенки и чем меньше площадь выходного отверстия трубки по сравнению с общей площадью внутренней поверхности, тем ближе излучение полости приближается к излучению ЧТ.

Ламповые МЧТ обладают следующими преимуществами по сравнению с ленточными лампами: влияние структурных изменений излучающей поверхности существенно меньше; истинная, яркостная и цветовая температуры близки между собой; энергетическая яркость излучающей полости практически одинакова в требуемой области температур.

На рис. 5.12 показана одна из ламповых МЧТ, а в табл. 5.9 приведены параметры таких моделей.

Теоретические исследования и практические разработки [52] показали, что наиболее подходящей конструкцией тела накала, оптимально имитирующей МЧТ и технологичной в изготовлении, является цилиндрическая трубка с отношением ее длины к диаметру не менее 6 : 1. Такая конструкция не уступает МЧТ со сферической или конусной полостью.

При конструировании ламп и выборе геометрических размеров трубчатого тела накала необходимо учитывать также требования обеспечения изотермичности полости и согласования размеров полости с углом визирования поверяемого или градуируемого прибора.

Изотермичность полости, являющаяся необходимым условием получения максимального коэффициента теплового излучения при заданных длине и диаметре трубки, обеспечивается конструктивным исполнением узлов крепления трубки к токовводам. Были опробованы различные методы изготовления трубки и способы ее крепления к токовводам. Наиболее пригодным оказался следующий. Изготавливают прямоугольную заготовку вольфрамовой ленты заданных размеров, затем концы меньших сторон разрезают на тонкие параллельные лепестки длиной 15 и шириной (1,5–2) мм. После свертывания заготовки в трубку и скрепления краев методом фальцовки, лепестки отгибают под углом 90° и через промежуточные танталовые отрезки приварива-

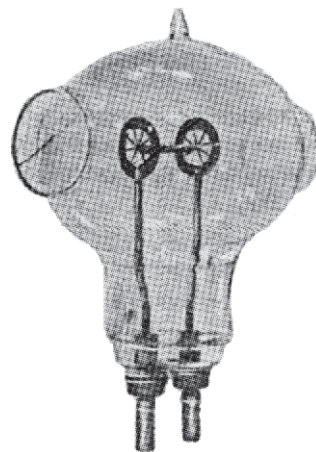


Рис. 5.12. Ламповая МЧТ

Таблица 5.9. Параметры ламповых МЧТ

Обозначение лампы по техническим условиям	Номинальное напряжение, В	Номинальная сила тока, А	Максимальная яркостная температура тела накала, К	Размеры тела накала, мм			Характеристики смотрового окна		Тип цоколя
				Наружный диаметр трубки	Длина трубки	Толщина ленты	Материал	Диаметр, мм	
ТРИ 1073-2073	10	40	2073	3	50	0,02	Стекло	60	«Бипост G-38»
ТРИ 673-2273	10	60	2273	4	50	0,02	Стекло	60	
ТРИ 1873	9	70	1873	6	100	0,02	Стекло	60	
ТРИ 1873-1*	9	70	1873	6	100	0,02	Стекло	60	
ТРИ 1573	6	60	1573	8	100	0,02	Стекло	60	
ТРИ 1573-1*	6	60	1573	8	100	0,02	Стекло	60	

* Лампы с сапфировым окном.

Примечание. В маркировке ламп приняты обозначения: Т — температурная, Р — рабочая, И — ближняя инфракрасная область спектра; цифры — пределы воспроизведения яркостной температуры

ют к молибденовому кольцу, которое, в свою очередь, путем сварки крепят к токовводу (рис. 5.13). Такая конструкция и способ крепления тела накала обеспечивают перепад температуры вдоль длины трубки не более 25 К при яркостной температуре 1400 К. Иногда практикуется крепление с обоих концов трубки двух экранов, расположенных коаксиально с телом накала, что позволяет дополнительно уменьшить перепад температуры.

Геометрические размеры трубки выбирают с условием полного перекрытия полостью угла визирования калибруемого прибора при достаточной облученности приемника излучения. Как показали расчеты и эксперименты, излучение полости такого тела накала ближе к излучению идеального ЧТ, если внутри средней части трубки помещена вольфрамовая перегородка, желательна в виде путанки из тонкой вольфрамовой проволоки диаметром 8–10 мкм. Такая перегородка замыкает полость и вносит большой вклад в излучение торца цилиндрической трубки.

Поверхность перегородки обладает диффузным характером излучения и отражения, что обеспечивает большой коэффициент теплового излучения полости. Тела накала, примененные в лампах, с учетом поглощения стеклянным или сапфировым смотровым окном, обеспечивают эффективную излучательную способность $\varepsilon_{\text{эф}}$ перегородки в пределах 0,8–0,9 в интервале длин волн от 0,4 до 4 мкм.

Использование тела накала в виде цилиндрической трубки предопределяет электрические параметры ламп — низкое напряжение питания и большую силу тока. Как видно из табл. 5.9, сила тока достигает 70 А. Такие большие электрические нагрузки требуют специального конструктивного использования токовводов и внутренней арматуры ламп. Это главным образом относится к способам крепления трубчатого тела накала к токовводам ламп (рис. 5.13).

Внутренние звенья токовводов изготавливают из толстой молибденовой проволоки диаметром 5–6 мм, что создает определенные трудности обеспечения герметического впая в стеклянную ножку. В лампах используются специальные плоские ножки, конструктивно приспособленные для двухштырьковых цоколей типа «Бипост». Они позволяют получать прочные, вакуумплотные соединения металла и стекла и обеспечивают высокую надежность токовводов при силе тока до 120 А и уменьшенных габаритных размерах ламп. При этом, что очень важно, обеспечивается точное расположение тела накала относительно цоколя (рис. 5.14).

Ввиду большой тепловой нагрузки баллоны и стеклянные детали ламп изготавливают из тугоплавких стекол. По этой же причине, а также с учетом сравнительно больших геометрических размеров тела накала и интенсивных

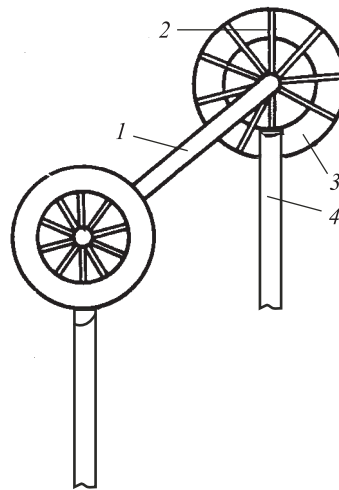


Рис. 5.13. Конструктивное исполнение внутренней арматуры ламп типа ТРИ: 1 — вольфрамовое трубчатое тело накала; 2 — лепестки для крепления; 3 — кольцо; 4 — молибденовый токоввод

режимов эксплуатации при высоких температурах, габаритные размеры баллонов достигают $250 \times 300 \text{ мм}^2$.

Особое значение имеют плоские окна, расположенные напротив одного или двух торцов накаливаемой трубки на достаточно большом расстоянии, во избежание оседания на них испаряющегося вольфрама. Окна расположены перпендикулярно к оси излучающей полости, они не должны иметь дефектов в зоне визирования. Спектральный коэффициент пропускания смотрового окна при длине волны 650 нм должен быть не менее $0,9$.

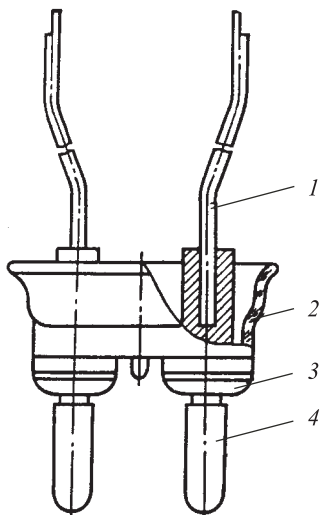


Рис. 5.14. Конструкция узла ножки и цоколя типа «Бипост G-38»: 1 — токоввод; 2 — стеклянная ножка; 3 — коваровый колпачок для «ножевого» спая со стеклом; 4 — массивный медный штырь

Одна из важных характеристик ламп типа ЧТ, определяющая их пригодность для метрологии, — стабильность параметров во времени. Полезная продолжительность горения — это время, в течение которого лампа, при работе в нормальных условиях, сохраняет контролируемые параметры в нормированных пределах. Изменение температуры полости за срок службы 500 ч не должно превышать $\pm 15 \text{ К}$.

В действительности, продолжительность горения ламп с массивными телами накала (по сравнению с проволочными и ленточными) значительно больше. Она в основном определяется степенью почернения смотровых окон, изменением формы и деформацией тела накала. Эти факторы непосредственно влияют на стабильность температуры лампы.

Уменьшения влияния внешней среды на параметры ламп достигают снижением температуры внешних звеньев токовводов, т. е. ослаблением влияния теплоотвода, непосредственно сказывающегося на стабильности температуры тела накала.

Это обеспечивается внешним оформлением токовводов цоколем типа «Бипост», позволяющим получить надежный контакт с патроном (рис. 5.14). Дополнительной мерой для ламп с большой силой тока является водяное охлаждение патронов.

Создание ламповых МЧТ началось два-три десятилетия назад. Первые образцы ламп не получили практического применения из-за больших значений силы тока (до 150 А), напряжения (до 200 В), малой продолжительности горения, недопустимого перепада температуры вдоль тела накала, сложности конструкции. Из зарубежных наиболее пригодной оказалась ламповая МЧТ, изготовленная в Национальной Физической лаборатории, Великобритании (НФЛ). В качестве тела накала лампы была использована цилиндрическая трубка. Отечественные ламповые МЧТ находятся на высоком научно-техническом уровне и позволяют решать многие важные задачи оптической пирометрии и радиометрии.

Основной отличительной особенностью ламп с цилиндрическим трубчатым телом накала является их приближение к характеристикам ЧТ по сравнению с лампами с телом накала в виде плоской ленты. Отличие заключается в разных значениях коэффициентов излучения этих тел накала. В первом

случае максимальное значение этого коэффициента может достигать 0,8–0,9, во втором — не превышает 0,25–0,35.

Оценка конструкции лампы, в основном, осуществляется по значению $\varepsilon_{\text{эф}}$. Для различных тел накала из вольфрама значение $\varepsilon_{\text{эф}}$ может меняться в больших пределах в зависимости от температуры и конструкции тела накала. Более того, для одного и того же цилиндрического тела накала значение $\varepsilon_{\text{эф}}$ может различаться также в ощутимых пределах в зависимости от геометрических размеров и соотношения между длиной и диаметром трубки. Однако коэффициент $\varepsilon_{\text{эф}}$ не является единственным параметром ламп типа «черное тело». Имеется также ряд параметров, определяющих применимость таких ламп в различных условиях: габаритные размеры лампы и тела накала, диаметр излучателя, напряжение питания и ток, рабочая температура и ее перепад (неизотермичность) по длине цилиндрической трубки. Все они имеют немаловажное значение. Для различных целей пригодными являются ламповые МЧТ с разными значениями $\varepsilon_{\text{эф}}$. Допустимо также в отдельных случаях применение ламп с определенным перепадом температуры вдоль тела накала, и нет необходимости любыми путями стремиться к минимальному перепаду. Пригодность ламп типа «черное тело» определяется совокупностью параметров в каждом конкретном случае.

Анализ, основанный на сравнении значений $\varepsilon_{\text{эф}}$ полостей различной конструкции, позволил сделать вывод [52], что цилиндрическая полость лучше подходит для создания МЧТ, так как обладает большим $\varepsilon_{\text{эф}}$ по сравнению с конической полостью и конструктивно проще, чем сферическая, при одинаковых относительных геометрических параметрах.

В уравнение для расчета $\varepsilon_{\text{эф}}$ входит относительная длина l , т. е. $\varepsilon_{\text{эф}}$ зависит от отношения длины и диаметра трубки. При разработке ламповой МЧТ расчеты сводятся, в основном, к определению длины цилиндрического трубчатого излучателя. Диаметр трубки не рассчитывается, он выбирается таким образом, чтобы обеспечить заполнение угла визирования измерительного прибора (пирометра или радиометра). Исходными параметрами являются требуемое значение $\varepsilon_{\text{эф}}$ и максимальная температура полости T_{max} . По этим параметрам определяют l , а, зная R , находят геометрическую длину трубки $2L = 2lR$, где R — радиус трубки. Значение $2L$ представляет собой рабочую часть цилиндрического тела накала. Распределение температуры вдоль такого тела, т. е. степень изотермичности, зависит от способа его соединения с тоководами. Применяемый в отечественных лампах способ крепления с помощью лепестков обеспечивает необходимую прочность крепления тела накала, его формоустойчивость на протяжении срока службы.

В заключение необходимо отметить, что бурное развитие оптоэлектроники и фотоники в последние десятилетия XX-го века сопровождалось расширяющимся использованием светоизлучающих диодов (СИД) в устройствах визуализации информации, особенно в световых приборах и системах обеспечения безопасности дорожного движения (световые табло, светофоры, дорожные знаки, отражатели и пр.).

Производители СИД нормируют следующие их основные характеристики:

- номинальную и минимальную силу света ($I_{\nu, \text{ном}}$, $I_{\nu, \text{мин}}$);
- двойной угол расходимости излучения на уровне $0,5(2\vartheta_{0,5})$;
- доминирующую длину волны (λ_d).

Однако при производстве упомянутых световых приборов и систем имеют дело не с одиночными СИД, а с регулярными матрицами этих элементов оптоэлектроники. Поэтому при фотометрировании матричных СИД-структур приходится измерять их осевую силу света, пространственное распределение последней, а также координаты цветности.

Это направление оптической радиометрии только начинает развиваться, а СИД в качестве ЭОИП отличаются от серийных приборов лишь высокой стабильностью излучательных характеристик, причем степень стабильности определяется путем отбора и исследования отдельных экземпляров этих излучателей.

В связи с этим нет необходимости специально описывать СИД с позиций электрооптического измерительного преобразования. Мы вернемся к этому вопросу в четвертой части книги, где рассматривается система обеспечения единства измерений в фотометрии и, в частности, созданная во ВНИИОФИ уникальная эталонная установка для калибровки этих источников квазимонохроматического светового излучения.

Часть III

ТИПОВЫЕ ТЕХНИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА ОПТИЧЕСКОЙ РАДИОМЕТРИИ

В каждой области измерений имеются технические средства, которые в силу их широкой многофункциональности, распространенности и применимости с полным основанием можно назвать типовыми. К техническим средствам отнесем как СИ, так и всевозможные вспомогательные устройства, участвующие в постановке и выполнении измерительного эксперимента.

В качестве наглядного примера можно привести такую всем известную область измерений, как электрические измерения. К числу типовых СИ принадлежат амперметры, вольтметры, омметры, мультиметры, с помощью которых измеряются соответственно токи, напряжения, электрические сопротивления, а также совокупность этих величин. Вспомогательными устройствами служат шунты, добавочные сопротивления, измерительные трансформаторы тока и напряжения, реостаты и магазины сопротивлений и пр.

В оптической радиометрии также распространены типовые технические средства, базирующиеся, в частности, на описанных во второй части книги типах преобразователей. Широко применяются такие СИ, как фотометры и радиометры **оптического излучения**.

Фотометром называется прибор для измерения световых величин. На первых порах становления фотометрии пользовались исключительно **визуальными фотометрами**, т. е. приборами, в которых фотометрическое равенство между исследуемым и сравниваемым излучениями устанавливалось глазом. В последующем вместо глаза стали пользоваться физическим приемником излучения, а СИ превратилось в **физический фотометр**. В дальнейшем мы будем иметь дело исключительно с **физической фотометрией**.

Наряду с фотометром нередко в качестве ИП используют **фотометрическую головку (ФГ)** в сочетании с индивидуально подобранной измерительной цепью. Под ФГ подразумевается часть физического фотометра, содержащая приемник излучения. Если же последний является фотоэлектрическим, то как ФГ, так и соответствующий физический фотометр относятся к разряду фотоэлектрических.

В отдельных видах и подвидах измерений фотометры получили специальные названия. Так, например, СИ освещенности именуется **люксметрами**, яркости — **яркомерами**, а СИ силы света нередко называют свечемерами. Широко распространенный прибор для измерения координат цвета или координат цветности цветовых стимулов называется **колориметром**.

Радиометром называется прибор, предназначенный для измерения энергетических величин, характеризующих излучение. Поскольку мы ведем речь об оптическом излучении, то соответствующее СИ следует именовать **оптическим радиометром**.

Все перечисленные СИ предназначены для выполнения **интегральных измерений**, когда отсутствует процесс монохроматизации излучения и не учитывается его спектральный состав, либо прибор снабжается специальным оптическим элементом с нормированной спектральной характеристикой (например, светофильтром).

К техническим средствам широкого применения, которые можно отнести к типовым при выполнении **спектральных измерений**, относятся, в первую очередь, **монохроматоры, спектро радиометры и спектрофотометры**.

Монохроматор представляет собой оптический прибор, позволяющий разложить сложное по составу излучение источника в спектр, из которого можно выделить нужную монохроматическую часть.

Спектрорадиометр есть СИ, предназначенное, в основном, для измерения спектральной плотности энергетической величины, характеризующей излучение. **Спектрофотометр** есть СИ, предназначенное, в основном, для измерения отношения двух спектральных величин, характеризующих излучение или образец.

При измерениях энергетических параметров и характеристик лазерного излучения типовыми СИ служат измерители мощности и энергии лазерного излучения, которые в дальнейшем будем именовать соответственно **лазерными ваттметрами и джоульметрами**.

Последующие главы этой части книги посвящены рассмотрению типовых технических средств оптической радиометрии, применяемых при выполнении технических измерений. Технические средства, используемые в эталонных экспериментах, не относятся к числу типовых и будут описаны в составе систем воспроизведения единиц и передачи их размеров.

Глава 6

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ГОЛОВКИ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ФОТОМЕТРЫ

6.1. Общие сведения

В рассматриваемых задачах оптической радиометрии ФГ служит составной частью фотометра как измерительного прибора, что дает нам право считать ее ИП. Основная задача прецизионного приборостроения для световых измерений — это создание фотометров различного назначения (люксметров, яркометров и др.) с высоким качеством коррекции спектральной характеристики ФГ этих приборов под относительную спектральную световую эффективность $V(\lambda)$. Погрешность, вызванная отклонением спектральной характеристики от $V(\lambda)$, неразрывно связана со спектральным составом измеряемого излучения и, как следствие, с назначением прибора [4a].

В практику отечественной фотометрии на смену старым стрелочным селеновым люксметрам и зрительным фотометрам сравнения пришли приборы нового поколения, соответствующие требованиям и рекомендациям МКО [53, 54].

Первые объективные фотометры были созданы во ВНИИМ им. Д. И. Менделеева на основе селеновых фотоэлементов. Основные их недостатки — утомляемость, нелинейность функции отклика (характеристики преобразования), неравномерность распределения $K_{\text{пр}}$ по приемной площадке фотоэлемента (зонная характеристика), низкое качество коррекции под относительную спектральную световую эффективность. И в итоге — большая суммарная погрешность СИ световых величин.

В табл. 6.1. приведена номенклатура ФГ и приборов для световых измерений, предлагаемых МКО (ТС2–37). Помимо типа ОЭИП и оптического пре-

образователя в таблице приведены единицы участвующих в преобразовании входных и выходных величин, а также единицы, в которых градуированы приборы.

Таблица 6.1. Фотометрические головки и приборы для световых измерений

Наименование ИП или прибора	Тип ОЭИП	Оптические преобразователи	Наличие систем термостабилизации	Электронные блоки	$K_{пр}$ или шкала
$V(\lambda)$ — корригированный приемник	Кремниевый фотодиод	$V(\lambda)$ -фильтр	—	—	А/лк
Фотометр	То же	То же	+	Усилитель-преобразователь, блок индикации	А/лк, В/лк, лк, кд/м^2
Фотометрическая головка	То же	То же	+	Усилитель	А/лк, В/лк
Люксметр	То же	$V(\lambda)$ -фильтр, диффузный рассеиватель	+, —	Усилитель-преобразователь, блок индикации	лк
Яркомер	То же	$V(\lambda)$ -фильтр, объектив	+, —	Усилитель-преобразователь, блок индикации, видеоискатель	кд/м^2

Развитие технологий промышленного выпуска полупроводниковых приборов, особенно в области кремниевых фотодиодов (SiФД), открыло новые возможности для создания объективных прецизионных СИ световых величин, т. е. физических фотометров. Современный уровень прецизионного приборостроения позволяет говорить о приборах, имеющих погрешность 3–5 % для источников света со сложным спектральным составом, и о приборах с погрешностью 5–8 % для цветных источников света. Особо важная роль при этом отводится измерению спектральной характеристики прибора. Корригированные ФГ используются при создании фотометров различного назначения (люксметров, яркомеров), а также применяются самостоятельно в качестве компараторов при передаче размеров единиц световых величин при выполнении эталонных измерений, например, в фотометрическом шаре для передачи размера единицы светового потока. Группу корригированных ФГ можно применять в качестве перевозимых эталонов для сличений.

Для того чтобы погрешность РСИ фотометрических величин не превышала нескольких процентов, необходимо в эталонных СИ иметь фотометры заведомо более высокой точности. Это означает, что, помимо ФГ для РСИ световых величин необходимо было разработать конструкцию и технологию изготовления **прецизионной фотометрической головки (ПФГ)** как основного узла высокоточного фотометра.

Для создания прецизионной ФГ с фотоэлектрическим ОЭИП необходимо было в первую очередь отобрать и исследовать по совокупности метрологических параметров различные типы SiФД, а также разработать наиболее со-

вершенную технологию изготовления стабильных во времени светофильтров с коррекцией их спектральной характеристики под $V(\lambda)$ и иметь возможность точного измерения спектрального коэффициента пропускания фильтра.

Важность и значимость создания именно ПФГ и высокоточного фотометра на ее основе подтверждает рис. 6.1, на котором показаны основные решаемые этими средствами фотометрические задачи, а также характеристики ПФГ, подлежащие определению при ее калибровке [4a].



Рис. 6.1. Фотометрические измерительные задачи

Наиболее значимыми источниками основной погрешности фотоэлектрического ИП являются неточности определения его спектральной характеристики, а также нелинейность характеристики преобразования в диапазоне измерений и ЗХ SiФД. Источниками дополнительной систематической погрешности могут явиться температурный и временной дрейф (деградация) коэффициента преобразования ИП. Важнейшей метрологической характеристикой корректирующего фильтра служит спектральный коэффициент пропускания. Неточность его определения непосредственно входит в качестве составляющей в основную погрешность фотометра, а температурные и временные вариации так же, как и в случае SiФД, порождают дополнительную погрешность. Поэтому выбору этих элементов и оптимизации моделей для отработки технологических процессов изготовления светофильтров были предпосланы разработка во ВНИИОФИ методик и установок для выполнения перечисленных метрологических исследований SiФД и фильтров, а также выполнение большой серии отборочных экспериментов [4a].

Объектами сравнения служили несколько типов наиболее часто используемых отечественных SiФД и широко распространенные в международной практике ФД фирм ЮДТ (США) и Хамаматсу (Япония). Все исследования проводились на автоматизированной аппаратуре ВНИИОФИ, описанной в следующих параграфах.

6.2. Методика, установка и результаты измерений спектральных характеристик кремниевых фотодиодов как ОЭИП фотометрических головок

Принцип действия измерительной установки основан на сравнении с помощью двойного монохроматора СХ приемников излучения с соответствующими «хранителями» характеристики. При определении относительных спектральных характеристик приемников излучения опорными (референтными) приемниками, неселективность которых в заданном диапазоне длин волн убедительно подтверждена, служат ИП тепловой группы типов ПП-1, ПП-7, РТН-12 (разработки ВНИИОФИ) или FT 16 (фирмы Hilger&Watt). В качестве осветителей в установке используется следующий набор источников излучения:

— лампа DDC-400 с блоком стабилизации в спектральном диапазоне 0,2–0,4 мкм;

— лампа ТРУ2350–2500 в спектральном диапазоне 0,350–1,8 мкм;

— лампа КГМ100 в спектральном диапазоне 0,3–2,5 мкм, когда необходимо повысить энергетический уровень потока на выходе монохроматора.

Установка работает в спектральном диапазоне 0,2–2,5 мкм.

Погрешности установки зависят от длины волны. В табл. 6.2. они представлены в виде СКО и неисключенных систематических погрешностей (НСП). Оптическая схема установки представлена на рис. 6.2.

Таблица 6.2. Погрешности измерительной установки

Воспроизводимая единица, характеристика	Длина волны, мкм	СКО, %	НСП, %
Спектральная характеристика	0,2	0,5	3
	0,35	0,4	0,7
	0,45	0,3	0,5
	0,55	0,1	0,3
	1,0	0,1	0,3
	2,5	0,4	0,7

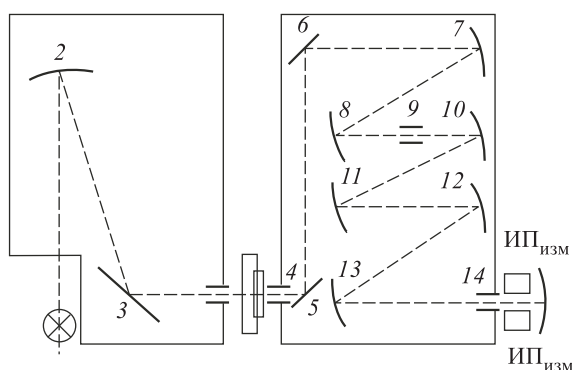


Рис. 6.2. Оптическая схема установки для измерения спектральной характеристики ИП потока оптического излучения: 1 — осветитель; 2, 3 — светосильный зеркальный конденсор; 4 — входная щель монохроматора; 5, 6 — плоские зеркала; 7–13 — вогнутые зеркала; 14 — выходная щель монохроматора

При определении ОСХ перед системой спектрометра устанавливается осветитель с лампой ТРУ, лента которой с увеличением 1,8 изображается на входной щели двойного монохроматора СДЛ-1. Излучение от выходного объектива монохроматора направляется в сторону второй выходной щели, за которой должен быть установлен опорный приемник, СХ которого подлежит определению. При этом, если чувствительный элемент приемника имеет форму полоски, которая по своим размерам может заменить выходную щель, целесообразно, сняв выходную щель, поместить этот элемент на его место. Опорные приемники установки ставятся на место выходной щели монохроматора.

Первоначально эта установка задумывалась и была реализована для определения ОСХ исключительно эталонных ИП. Вместе с тем, потребности науки и техники в области фотометрии связаны с созданием прецизионной измерительной аппаратуры: люкметров, яркомеров и фотометров других назначений. Фотометрические головки этих приборов требуют высокоточной коррекции СХ под табулированные функции МКО. Процесс коррекции и оценка ее качества связаны с точностью измерения ОСХ корректируемых ИП, находящейся в большой зависимости от свойств диспергирующей системы (призмной, дифракционной или фильтровой) и осветителя компаратора. При этом выбор методики компарирования неразрывно связан с выбором вышеупомянутых узлов измерительной установки и, в первую очередь, осветителя. Исследования показали, что при использовании в осветителе галогенных ламп накаливания (миниатюрных источников, обеспечивающих высокие уровни потока излучения на выходе монохроматора), нельзя полагаться на долговременную стабильность осветителя и необходимо работать в режиме компарирования приемников на каждой длине волны. В этом случае СКО сравнения их СХ за несколько наблюдений (не менее трех при десяти отсчетах на каждой длине волны) не превысит (1–2) %. При использовании в осветителе ленточных ламп типа ТРУ2350–2500 достигается высокая долговременная стабильность спектрального распределения потока на выходе диспергирующей системы. Среднее квадратическое отклонение наблюдений за период более одного месяца с помощью фотодиода типа 1337 фирмы Хамаматсу не превышает 0,2 %, что позволяет проводить измерения с опорой как на источник, так и на приемник. На основе последней методики были произведены измерения в определенном временном интервале СХ фотометров, скорректированных под относительную световую эффективность. Разбросы в измерениях СХ не превышали 5 % в диапазонах длин волн 380–460 и 680–800 нм, 2 % в диапазоне 460–680 нм.

В результате определение ОСХ ИП эталонного или любого прецизионного фотометра с начала 90-х годов производится в соответствии с алгоритмом воспроизведения и передачи, отображенным структурной схемой рис. 6.3. Ряд усовершенствований установки позволил абсолютизировать относительные измерения (т. е. измерять АСХ ИП) и повысить их точность, особенно в видимом диапазоне длин волн. В настоящее время отношение шкалы спектральной характеристики ВНИИОФИ к средней международной шкале, установленной в МБМВ, отличается от единицы не более чем на десятые доли процента.

Несомненный интерес представляют результаты сравнительных измерений спектральных характеристик ФД отечественных и зарубежных производителей.

Измерения СХ выполнялись на описанной выше установке в течение почти 10 лет (с 1991 по 2000 гг.). У некоторых ФД определялась ОСХ, а абсолютное



Рис. 6.3. Алгоритм определения относительной спектральной характеристики эталонных и прецизионных ФГ и фотометров

значение $K_{пр}$ измерялось на фиксированной длине волны в поддиапазоне, где оно достигает максимума. У остальных типов ФД производились измерения непосредственно абсолютной СХ.

На рис. 6.4 представлены в относительных единицах СХ трех образцов отечественного кремниевого фотодиода ФД-24 К. На рис. 6.5 изображены абсолютные СХ SiФД двух типов японской фирмы Хамаматсу. Исследования ФД типа SZU-1337 выполнялись в диапазоне длин волн 200–1100 нм, а ФД типа SZU-1227 — в диапазоне 350–800 нм. Обращает на себя внимание практически идеальная идентичность хода всех четырех кривых в диапазоне длин волн до ~650 нм и попарная идентичность для каждого из двух типов ФД — при $\lambda > 650$ нм. Это особенно интересно, поскольку результаты получены с интервалом в три года.

Относительная спектральная характеристика американского ФД типа UV-444, измеренная в диапазоне длин волн 320–1000 нм, представлена на рис. 6.6. Абсолютное значение $K_{пр} = 0,592$ А/Вт получено на длине волны 940 нм.

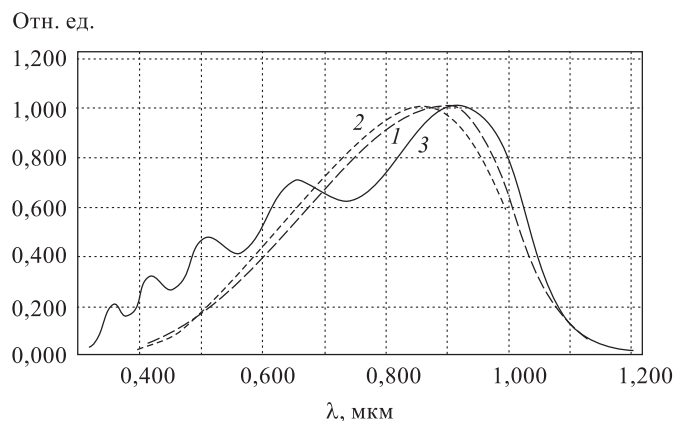


Рис. 6.4. Относительные спектральные характеристики фотодиодов ФД-24 К: 1 — $K_{пр\text{ абс}} = 0,609$ А/Вт при $\lambda = 910$ нм (1991 г.); 2 — $K_{пр\text{ абс}} = 0,503$ А/Вт при $\lambda = 870$ нм (1992 г.); 3 — $K_{пр\text{ абс}} = 0,574$ А/Вт при $\lambda = 920$ нм (1995 г.)

Сильный разброс абсолютных СХ продемонстрировали результаты, полученные в 1999–2000 гг. на пяти экземплярах ФД типа ФД-288 производства завода «Кварц» (г. Черновцы). Все измерения выполнены в диапазоне длин волн 200–1100 нм (рис. 6.7). Интересно совпадение значений $K_{\text{пр}}$ всех пяти ФД при $\lambda \sim (570)–(580)$ нм и резкое расхождение характеристик при увеличении длины волны.

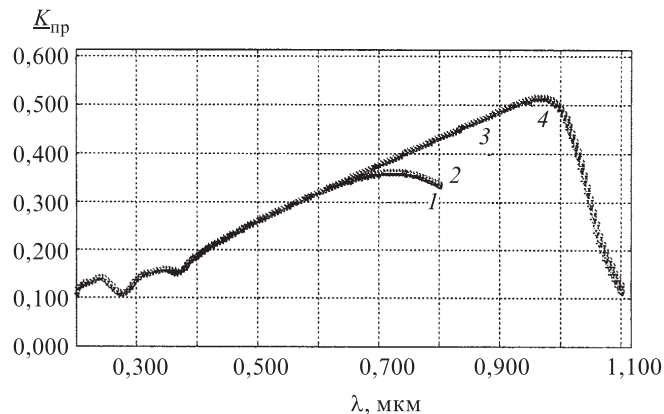


Рис. 6.5. Абсолютные спектральные характеристики фотодиодов Хамаматы: 1, 2 — ФД SZU-1227 ($\lambda = 350–850$ нм, 1995 г.); 3, 4 — ФД SZU-1337 ($\lambda = 200–1100$ нм, 1992 г.)

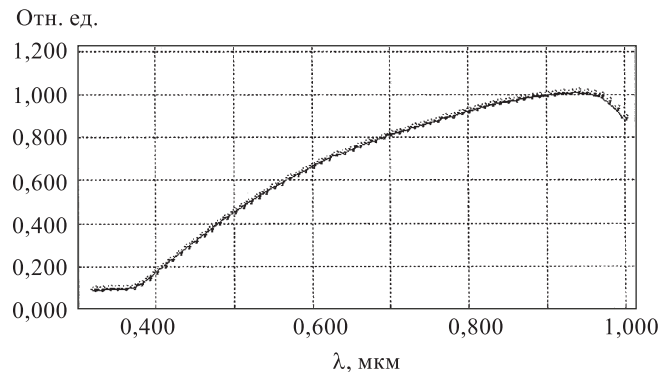


Рис. 6.6. Относительная спектральная характеристика фотодиода типа UV-444 (1992 г.)

Разработкой и выпуском в обращение отечественных ФД занимается и физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, СПб. Метрологическим исследованиям подверглись в разное время 4 экземпляра ФД типа ФДУК (в 1990 г. — 2 шт. типа ФДУК, в 1992 г. — 1 шт. типа ФДУК-20, в 1999 г. — 1 шт. типа ФДУК-100УТ). Их СХ, измеренные в разных диапазонах длин волн (рис. 6.8), свидетельствуют о том, что ФД типа ФДУК-100УТ обладает практически в (1,5–2) раза большим $K_{\text{пр}}$ в зоне его максимальных значений, чем остальные 3 экземпляра.

Значительный интерес представляют результаты измерений температурной зависимости ОСХ отечественных и зарубежных SiФД. Из отечественных

ФД был выбран ФД-24 К, исследования выполнялись при температурах 15, 20, 25, 30, 40 и 50 °С и длинах волн 400; 500; 600; 700; 800; 900 и 1000 нм.

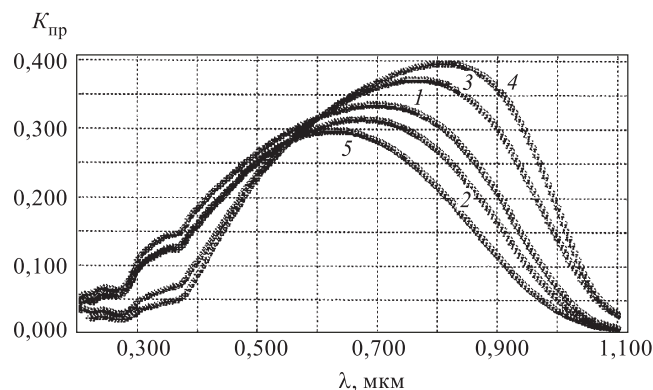


Рис. 6.7. Абсолютные спектральные характеристики фотодиода типа ФД-288: 1, 2 — фотодиоды «Сапфир», Москва; 3 — фотодиод ТКА, СПб; 4, 5 — фотодиоды ГИПО, Казань

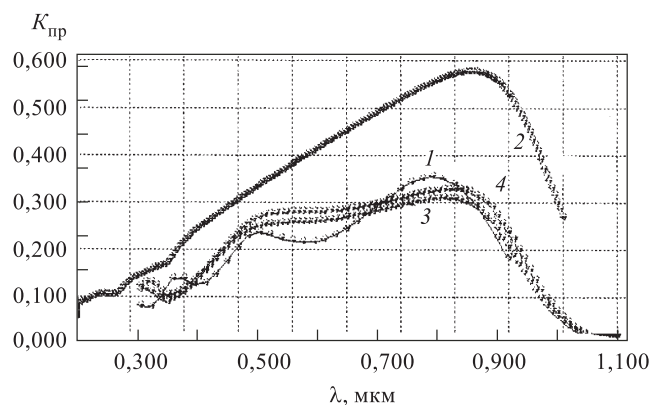


Рис. 6.8. Абсолютные спектральные характеристики фотодиода типа ФДУК (1990–1999 гг.): 1 — 1999 г. ($\lambda = 320\text{--}1000$ нм); 2 — 1999 г. ($\lambda = 200\text{--}1100$ нм); 3 — 1990 г. ($\lambda = 320\text{--}1200$ нм); 4 — 1990 г. ($\lambda = 320\text{--}1200$ нм)

Измерения фототока проводились цифровым вольтметром типа Щ300 на шкале 100 нА. Щели монохроматора изменялись соответственно выбираемым длинам волн: 1000–700 нм — щели $\varphi 2\text{--}3\text{--}\varphi 2$; 700–600 нм — щели $\varphi 3\text{--}3\text{--}\varphi 3$; 600–500 нм — щели $\varphi 5\text{--}3\text{--}\varphi 5$; 500–400 нм — щели $\varphi 8\text{--}3\text{--}\varphi 8$; 400 нм — щели 2-3-2. Расчеты изменений СХ производились по формуле

$$\delta[\%] = \frac{I - I_{20^\circ\text{C}}}{I_{20^\circ\text{C}}} \cdot 100,$$

где I — фототок при температуре, отличной от 20 °С; $I_{20^\circ\text{C}}$ — фототок при температуре 20 °С.

При изменении температуры от 20 до 35 °С в диапазоне длин волн 400–900 нм наблюдалось уменьшение спектрального $K_{\text{пр}}$ у всех типов отечествен-

ных SiФД в пределах от 5 до 10 % его значений при 20 °С. При снижении температуры от 20 до 15 °С отечественные ФД демонстрировали увеличение спектрального $K_{\text{пр}}$ от 1 до 5 %. У зарубежных SiФД изменения спектрального $K_{\text{пр}}$ не наблюдалось в пределах погрешности измерений. На «хвостах» ОСХ (т. е. в ближних УФ и ИК диапазонах спектра, непосредственно примыкающих к видимой области) ее температурная зависимость носит более сложный характер. Однако при наличии светофильтра с хорошей режекцией это не имеет существенного значения.

6.3. Методики, установки и результаты измерений линейности характеристики преобразования и зонной характеристики кремниевых фотодиодов как ОЭИП фотометрических головок

Автоматизированная установка для измерения линейности характеристики преобразования фотоэлектрических ИП предназначена для применения в видимом, УФ и ближнем ИК диапазонах спектра в пределах потока излучения от 10^{-11} до 10^{-3} Вт.

Используемый метод обеспечивает возможность:

- высокоточного определения отклонения характеристики от линейной в динамическом диапазоне не менее 10^8 и диапазонах длин волн 0,3–0,85, 0,85–1,2 и 0,3–1,2 мкм;
- расчета поправок с целью обеспечения возможности введения соответствующей коррекции.

Структурная схема автоматизированной установки приведена на рис. 6.9. Принцип измерения линейности характеристики преобразования фотоэлектрических ИП, реализованный в описываемой установке, основан на широко

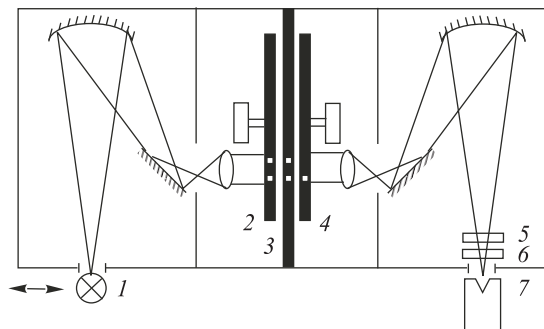


Рис. 6.9. Установка для измерения линейности характеристики преобразования фотоэлектрических ИП: 1, 8 — источники излучения; 2 — подвижный диск диафрагм; 3 — маска; 4 — диск для выбора работающих диафрагм; 5 — селективный фильтр; 6 — нейтральный ослабитель; 7 — исследуемый ИП

известном методе сложения света с использованием специальных вращающихся дисков диафрагм. На первом диске имеется 11 пар отверстий с градацией площадей по степени 2. Этот диск диафрагм обеспечивает максимальное изменение освещенности в соотношении $1 : 10^3$. Второй диск (неподвижный) позволяет выбрать одну пару диафрагм на первом диске, третий служит

для обеспечения определенной последовательности измерений, поочередно открывая одно из отверстий пары или оба вместе; он также служит в качестве заслонки для измерения темнового тока. Излучение поступает от сменного осветителя: для видимой области спектра используется светоизмерительная лампа КГМ12–100, питающаяся от блока БП-21; в УФ области спектра используется излучатель на базе ртутной лампы высокого давления ДРШ150–1 с блоком питания. Излучение от осветителя, проходя через систему сферических и плоских зеркал и диск с диафрагмами, порождает сигналы исследуемого ИП, соответствующие грациям площадей отверстий диафрагм. По соответствию между относительным изменением выходного сигнала и известным законом изменения освещенности можно судить о степени нелинейности характеристики преобразования.

Отклонение от линейности при увеличении потока излучения от Φ до 2Φ характеризуется коэффициентом $K = \frac{(A \cdot B)}{A + B}$, где $(A \cdot B)$ — значение фототока при освещении одновременно отверстиями A и B пары диафрагм с учетом темнового тока; $(A + B)$ — значение фототока, полученного при суммировании токов, полученных при освещении через отверстия A и B , соответственно, с учетом темнового тока.

Для определения зависимости линейности от спектрального состава падающего излучения установка снабжена набором светофильтров. Для регистрации выходного сигнала используется цифровой вольтметр Ц300, а обработка информации производится компьютером. Сопоставительные исследования выполнялись на ФД типа 1337–1010 в корпусе фирмы Хамаматсу, типа UV-444 и ФДУК. Источником излучения служила галогенная лампа КГМ110–1000 при цветовой температуре 3000 К, измерения выполнялись поочередно без светофильтра и с фильтрами КС-19, СЗ С-23. Ослабление потока излучения осуществлялось интегрирующей сферой с набором диафрагм и нейтральных светофильтров и пластинами из стекла МС-13. Погрешность измерений в пересчете на одно удвоение интенсивности излучения не превышала 10^{-4} и $2 \cdot 10^{-4}$ в диапазонах измеряемых фототоков соответственно ($2 \cdot 10^{-9}$ – 10^{-2}) А и ($2 \cdot 10^{-12}$ – $2 \cdot 10^{-9}$) А. Фототоки в диапазоне (10^{-12} – 10^{-9}) А определялись при помощи измерительного усилителя, линейность характеристики преобразования которого была проверена отдельно. Активная площадка каждого ФД засвечивалась равномерно, кроме ФД 1337–1010, заключенного в корпус. Выяснилось, что в диапазоне изменения фототока (10^{-1} – 10^3) мкА нелинейность характеристики преобразования превышает 1 % лишь у ФД типа ФДУК.

Оптическая схема установки для определения ЗХ фотоэлектрических ИП приведена на рис. 6.10. Источником излучения служит лампа КГМ6–15, пучок излучения которой, сформированный полевой диафрагмой 2 и прошедший систему из двух плоских и одного сферического зеркал, пропускается сквозь интерференционный фильтр 3. Исследуемый фотоэлектрический ИП 5 закрепляется на предметном столике, сканируемом по двум взаимно перпендикулярным осям шаговыми двигателями 4.

Исследования ЗХ SiФД производились сканирующим пучком с радиусом пятна 0,4 мм. Спектральный состав излучения был близок к источнику А, шаг сканирования составлял 0,5 мм. Выяснилось, что ЗХ у ФД S1337 составляет десятые доли процента в пределах погрешности измерений, а у отечественных

ФД она находится в пределах от 5 до 8 %. Контраст особенно заметен на аксонометрических проекциях рис. 6.11.

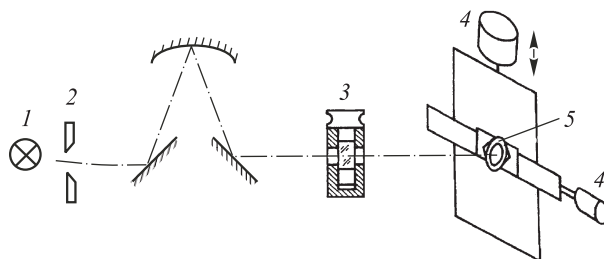


Рис. 6.10. Оптическая схема установки для определения зонной характеристики фотоэлектрических ИП: 1 — КГМ6-15; 2 — полевая диафрагма; 3 — интерференционный фильтр; 4 — шаговые двигатели; 5 — исследуемый ИП

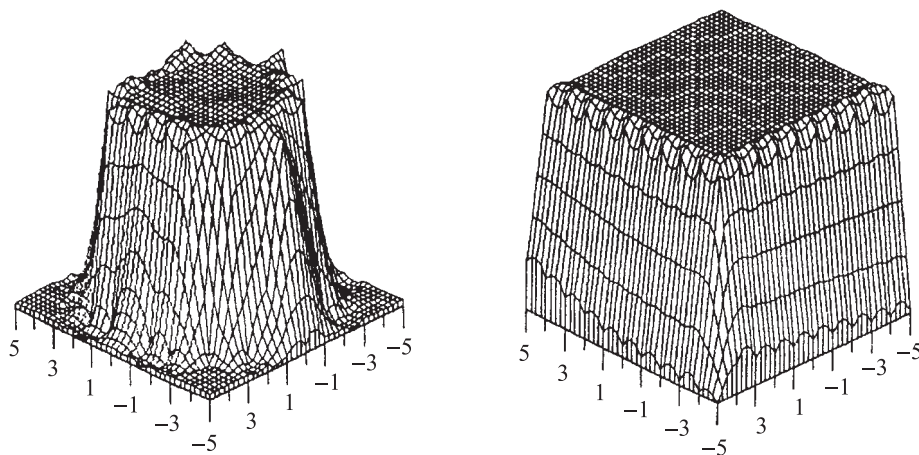


Рис. 6.11. Сопоставление 3X ФД-288 и SiФД типа S1337-1010BQ

Таким образом, три описанных установки позволили исследовать и отобрать наиболее приемлемые для разработки ФГ типы фотоэлектрических ИП, которые в дальнейшем послужили основой при создании фотометров соответствующего назначения, в т. ч. эталонных.

6.4. Технология изготовления и результаты исследований жидкостных корректирующих фильтров как оптических преобразователей для фотометрических головок

Основными критериями оценки качества корректирующего фильтра являются степень приближения СХ фотометра к относительной спектральной световой эффективности $V(\lambda)$ и долговременная стабильность СХ пропускания светофильтра.

Выбор способа коррекции под функцию $V(\lambda)$ с помощью жидкостных фильтров обусловлен рядом соображений. В 1970–1980 гг. в национальных ла-

бораториях разных стран был накоплен большой опыт работы с жидкостными фильтрами при определении максимальной спектральной световой эффективности K_m . Изготовление жидкостного фильтра достаточно просто осуществляется в лабораторных условиях. Поскольку удельная теплоемкость воды более чем в пять раз превышает удельную теплоемкость стекла, собственное излучение жидкостного фильтра будет меньше излучения стеклянного фильтра. Использование водяных фильтров позволяет также решить вопрос эффективной режекции длинноволнового ИК излучения, что особенно важно при работе с неселективными приемниками излучения. В то же время при использовании жидкостных фильтров возникает ряд проблем, связанных с нестабильностью СХ, порождаемых межмолекулярным взаимодействием компонентов в растворе, химическим неравновесием раствора, процессами, происходящими под действием падающего на фильтр излучения.

Стабилизация спектрального коэффициента пропускания жидкостного светофильтра и оптимизация его состава — одни из первоочередных задач, которые должны были решаться при разработке ФГ. Исследования показали, что одной из причин изменения спектрального коэффициента пропускания жидкостного фильтра является выделение из раствора пузырьков воздуха на стенках кюветы при ее нагреве под действием падающего излучения. В то же время после прогрева фильтра в течение двух часов при температурах порядка 40–50 °С эффект изменения спектрального коэффициента пропускания в течение последующего медленного охлаждения не наблюдается, как, впрочем, и выделение растворенного воздуха. С целью обеспечения временной стабильности коэффициента пропускания жидкостного светофильтра, был применен способ деаэрации светофильтрующего раствора в специальной кювете с последующей ее герметизацией [4а]. Приготовленный раствор заливали в рабочую кювету, которую подключали к вакуумной установке. Кювету с раствором быстро замораживали жидким азотом и вакуумировали при давлении в системе (10^{-2} – 10^{-3}) Па. Затем кювету размораживали. Вышеуказанные операции повторялись до полной деаэрации раствора, после чего кювета герметизировалась.

Для приготовления раствора использовалась двухкомпонентная смесь хлорной меди $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ и двуххромовокислого калия $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ [4а]. Для фильтра эталонной ФГ к двум вышеперечисленным компонентам добавлялись аммоний сернокислый $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ и кобальт семиводный $\text{CoSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$.

Оценкой качества коррекции СХ ФГ под функцию $V(\lambda)$ был выбран расчет относительной актиничности — поправочного коэффициента фотометра K_c . Для ФГ на основе SiФД

$$K_c = \frac{\int_0^{\infty} I_e(\lambda, T) s(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} I_e(\lambda, T) V(\lambda) d\lambda} \cdot \frac{\int_0^{\infty} I_e(\lambda, T_A) V(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} I_e(\lambda, T_A) s(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda},$$

где $s(\lambda)$ — ОСХ ФД; $\tau(\lambda)$ — относительный спектральный коэффициент пропускания фильтра; $I_e(\lambda, T)$ и $I_e(\lambda, T_A)$ — спектральные распределения

силы излучения сравниваемых источников с температурами распределения T и $T_A = 2856$ К, соответственно.

Для эталонной ФГ на базе неселективного приемника излучения

$$K_\nu = \frac{\int_0^\infty I_e(\lambda, T_A) \tau(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty I_e(\lambda, T_A) V(\lambda) d\lambda},$$

где $\tau(\lambda)$ — относительный спектральный коэффициент пропускания фильтра, нормированный на максимум; расчет производится с учетом реальной СХ приемника излучения и спектрального распределения источников излучения.

Коэффициент K_ν позволяет исключить систематическую составляющую погрешности за счет неточности коррекции под функцию $V(\lambda)$.

В результате выполненных исследований были созданы три варианта корригирующих жидкостных светофильтров, состав которых приведен в табл. 6.3 [4a].

Таблица 6.3. Химический состав $V(\lambda)$ -фильтров

	Фильтр фотометра	Малый фильтр	Большой фильтр
Толщина кюветы, мм	9,35	9,48	—
Компоненты раствора, г/л $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	46	47	48
$\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$	1,1	1,15	1,2
HCl	87,6	73	87,6

Стабилизированные таким способом корригирующие жидкостные светофильтры проработали без изменений своих оптических характеристик около двух лет. Фотометрические головки с подобными фильтрами принимали участие в международных сличениях национальных лабораторий стран Восточной Европы и с национальной измерительной лабораторией Австралии.

6.5. Прецизионная фотометрическая головка

В зависимости от приписываемой ФГ погрешности преобразования входной оптической величины, она может служить ИП в рабочем или эталонном фотометре. Соответственно, фотометры как РСИ могут быть использованы при решении различных прикладных задач в качестве люксметров, яркометров, свечемеров, при измерениях светоотдачи СИД и светотехнических устройств на их основе, при фотометрировании материалов и светосигнального оборудования и пр.

Более точные фотометры в ранге рабочих (разрядных) эталонов применяются для измерений цветовых температур излучателей и, в частности, температуры распределения. Фотометр в схеме первичного эталона участвует в калибровках источников излучения при воспроизведении канделы и люкса и, соответственно, при воспроизведении единицы яркости и определении радиационной температуры МЧТ [4a].

Таким образом, как показано на рис. 6.1, поэлементно метрологически исследованная по относительному спектральному $K_{\text{пр}}$, линейности характеристики преобразования и ЗХ ФГ позволяет создать фотометр соответствующего «метрологического ранга», в зависимости от которого решаются те или иные измерительные задачи, сформулированные на рис. 6.1.

В результате описанных исследований была создана ПФГ, предназначенная для использования в высокоточных ИП фотометров при измерениях освещенности и силы света светоизмерительных ламп. Прецизионная ФГ состоит из шести частей (рис. 6.12):

- кремниевого ФД,
- жидкостного корректирующего фильтра,
- системы апертурной и входных диафрагм,
- внутреннего корпуса,
- системы термостабилизации,
- внешнего корпуса.

В качестве ОЭИП обычно используется SiФД S 1227-1010BQ. $V(\lambda)$ — корректирующий фильтр выполнен на основе стеклянной кюветы диаметром 30 мм с матированным входным окном и заполнен раствором сложных солей хрома и меди. Апертура выполнена в виде литографической диафрагмы (~ 3 или 6 мм в диаметре) и устанавливается перед матированным входным окном кюветы, вплотную к ней. Кремниевый фотодиод, кювета корректирую-

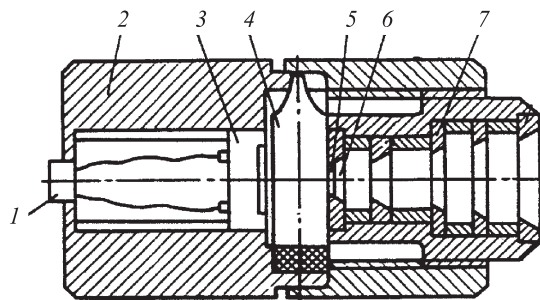


Рис. 6.12. Конструкция прецизионной ФГ: 1 — электрический разъем; 2 — корпус ФГ; 3 — фотодиод; 4 — кювета жидкостного фильтра; 5 — диффузный рассеиватель; 6 — апертурная диафрагма; 7 — набор входных диафрагм

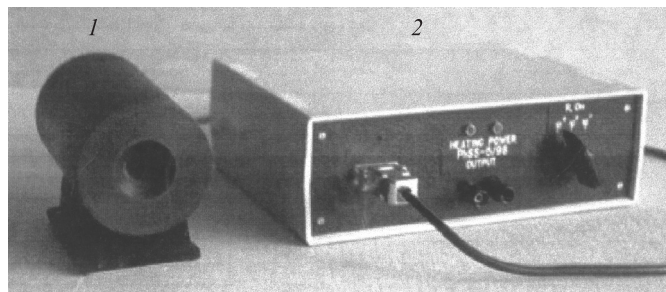


Рис. 6.13. Прецизионная фотометрическая головка: 1 — ПФГ; 2 — электронный блок термостабилизации и усиления

щего фильтра и набор диафрагм крепятся во внутреннем корпусе, показанном на рис. 6.12.

Система термостабилизации выполнена на базе алюминиевого цилиндра с обмоткой из нихрома. Система поддерживает температуру 28–32 °С. Нестабильность поддержания температуры 0,05 % на градус при условии, что температура в лаборатории (21±2) °С. Для питания системы термостабилизации необходимо напряжение ±15 В постоянного тока при токе 0,5 А. Погрешность калибровки ПФГ не превышает 0,5 % относительно первичного эталона ВНИИОФИ. Коррекция ПФГ не хуже, чем F1 = 4 % (МКО публ. № 53). На рис. 6.13 представлена фотография ПФГ и ее основных элементов.

6.6. Фотоэлектрические фотометры как рабочие средства измерений

Изложенные в настоящей главе принципы построения приборов с ФГ были положены в основу разработанных в России и Украине серийных РСИ, прошедших испытания на утверждение типа и включенных в Государственный реестр СИ, допущенных к применению на территории Российской Федерации. Перечень этих рекомендуемых к широкому использованию фотометров и радиометров различного назначения приведен в табл. 6.4.

В состав измерителя мощности оптического излучения Кварц 01 входят три ИП потока оптического излучения и блок электроники. Первая измерительная (фотометрическая) головка (ИГ) выполнена на основе SiФД и корригирующего стеклянного фильтра и может быть использована в качестве ИП в РСИ силы света и освещенности, создаваемой источником излучения, направленного перпендикулярно приемной поверхности ИГ. Две другие ИГ представляют собой SiФД с известной СХ в диапазоне длин волн 0,25–1,05 мкм и предназначены для измерения мощности немодулированного монохроматического излучения, т. е. их ИП служит радиометрической головкой (РГ). Диапазон измеряемых значений освещенности равен (10⁻³–10⁵) лк, диапазон измеряемых значений мощности монохроматического излучения — (2 · 10⁻³–3 · 10³) мкВт. Основная относительная погрешность измерений освещенности не превышает 5 %, мощности — 7 %. Погрешность коррекции под V(λ) для первой ИГ не превышает 3 %. Прибор рекомендуется в качестве РСИ для обеспечения единства измерений при разработке фотоэлектрических полупроводниковых приемников излучения и СИ световых величин.

Прибор Кварц 21 предназначен для измерения освещенности, создаваемой искусственным и естественным светом, источники которого расположены произвольно относительно ИГ люксметра. Диапазон измерения освещенности равен (1 · 10⁻¹–1 · 10⁵) лк. Погрешность коррекции измерительного канала под V(λ) не превышает 3 %. Основная относительная погрешность люксметра составляет 5–7 %, температурный коэффициент — не более 0,2 %/1 °С. Косинусная погрешность составляет 2 % для угла падения света 30°, 7 % для угла падения 60° и не превышает 15 % для 80°. Нелинейность характеристики преобразования во всем рабочем диапазоне прибора составляет не более 2 %. Люксметр рекомендован к широкому использованию в системах охраны труда, для санитарно-эпидемиологических служб и для метрологического контроля при производстве световых приборов.

Таблица 6.4. Перечень реестровых фотометров

№ п/п	Наименование прибора	Фирма изготовитель
1	Измеритель мощности оптического излучения Кварц 01	Завод «Кварц», г. Черновцы, Украина
2	Люксметр Кварц 21	Завод «Кварц», г. Черновцы, Украина
3	Фотометр цифровой ТЕС-0693 (Люксметр/яркомер)	Научно-производственная группа «Тензор», г. Черновцы, Украина
4	Люксметр/УФ-радиометр ТКА 01/3	Фирма ТКА, г. Санкт-Петербург, Россия
5	Люксметр/яркомер ТКА 01/4	Фирма ТКА, г. Санкт-Петербург, Россия
6	Люксметр ТКА-ЛЮКС	Фирма ТКА, г. Санкт-Петербург, Россия
7	Люксметр Аргус 01	ВНИИОФИ
8	Яркомер Аргус 02	ВНИИОФИ
9	Люксметр цифровой ТЮ-1403	Завод «Вибратор», г. Санкт-Петербург, Россия

На основе разработки Кварц 21 НПО «ТЕНЗОР» создан цифровой фотометр ТЕС-0693, представляющий собой люксметр и яркомер в едином исполнении, блок электроники содержит две шкалы: шкалу освещенности в люксах и шкалу яркости в канделах на квадратный метр. Переключение шкал и смена диапазонов выполняются вручную. В зависимости от рода измерений ИГ комплектуется диффузной насадкой у люксметра или объективом у яркомера. Угол зрения яркомера составляет 10 угловых градусов. Метрологические характеристики прибора в режиме люксметра соответствуют характеристикам Кварц 21. Диапазон измеряемых яркостей составляет $(10 - 2 \cdot 10^5)$ кд/м². Основная относительная погрешность измерения яркости не превышает 5–7 %.

Фотометрические головки, используемые в люксметре Кварц 21 и фотометре ТЕС-0693, легли в основу разработки приборов ВНИИОФИ Аргус 01 и Аргус 02. Они представляют собой люксметр и яркомер в индивидуальном исполнении, а их характеристики соответствуют перечисленным выше метрологическим свойствам люксметра и яркомера. Отличительными чертами являются компактность блока электроники (карманное исполнение) и возможность индивидуального подхода к исполнению прибора по потребностям заказчика (диапазоны измерений, угол зрения яркомера). Эти приборы введены в Госреестр СИ, допущенных к применению на территории РФ, с погрешностями измерений 10–15 % в диапазоне (10–200 000) лк для люксметра и (10–200 000) кд·м⁻² для яркомера.

От вышеперечисленных приборов сильно отличаются разработки фирмы ТКА. Автономный блок электроники с ручным переключением вида измерений соединен с измерительным блоком, который содержит два измерительных канала и пульт ручного переключения диапазонов измерения. Сочетание двух измерительных каналов в одной головке продиктовано идеологией разработок, так как приборы разрабатывались изначально для музейных

залов и историко-архитектурных комплексов. Именно этим продиктованы сочетания люксметра и УФ радиометра в приборе ТКА 01/3. Основная относительная погрешность люксметра составляет 8 %. Основная относительная погрешность измерения энергетической освещенности в УФ диапазоне длин волн (280–400) нм составляет 25 %.

Люксметр — яркомер ТКА 01/4 предназначен для более широкого круга задач, имеет улучшенное, по сравнению с предшественником, качество коррекции под $V(\lambda)$, и может быть использован в службах охраны труда и в телевизионной промышленности при контроле выпуска цветных кинескопов, дисплейных экранов. Яркомер выполнен в виде прибора накладного типа. Погрешность коррекции, рассчитанная для пяти источников, не превышает 3 %; для различных люминофоров она составляет не более 5–10 %. Диапазон измерения освещенности составляет $(10 - 2 \cdot 10^5)$ лк, диапазон измерения яркости — $(10 - 2 \cdot 10^5)$ кд/м². Основная относительная погрешность канала измерения освещенности составляет 5–8 %, канала измерения яркости — 10–15 %.

Цифровой люксметр ТЮ 1403 — новая разработка завода «ВИБРАТОР», основного производителя люксметров в бывшем СССР. Разработчики базируются на собственном производстве SiФД и сами занимаются вопросами корректирования. Конструктивно прибор состоит из двух блоков: ФГ и измерителя. Диапазон измерения освещенности составляет $(1 - 2 \cdot 10^5)$ лк. Основная относительная погрешность составляет не более 8 %. Погрешность коррекции под $V(\lambda)$ не превышает 5 %. Нелинейность характеристики преобразования не превосходит 3 % во всем диапазоне измерений. Температурный коэффициент составляет 0,3 %/1 °С. Косинусная погрешность соответствует допустимым значениям, т. е. в пределах угла падения излучения от 5 до 85° не превышает значений, соответственно, от 0,2 до 15 %. Дополнительные погрешности, вызванные чувствительностью ФГ к излучению в УФ и ИК областях спектра, не превышают 0,3 %.

В 2000 г. в Государственный реестр СИ введен новый люксметр фирмы ТКА «ТКА-ЛЮКС». Диапазон измерений освещенности составляет (1–200 000) лк. Погрешность прибора не превышает 6–8 % во всем динамическом диапазоне.

Во ВНИИОФИ разработан и внесен в Государственный реестр средств измерений (Гр 15560-99) многоканальный универсальный фотометр-радиометр «Аргус», предназначенный для измерений энергетической освещенности во всех трех поддиапазонах ультрафиолетового (УФ-А, В, С) и в ИК диапазоне оптического излучения, а также освещенности и яркости в видимом диапазоне.

Прибор имеет следующие основные технические и метрологические характеристики:

- диапазон измерений энергетической освещенности, Вт/м² для спектральных диапазонов:
 - УФ-А 0,01–50
 - УФ-В 0,01–10
 - УФ-С 0,001–2,0
 - видимое и ИК излучение 1,0–3500
- диапазон измерений коэффициента пульсации, % 1–100
- диапазон измерений освещенности, лк 1–200 000

- диапазон измерений яркости кд/м^2 1–200 000
- основная относительная погрешность измерения энергетической освещенности в спектральных диапазонах, %:
 - УФ 10,0
 - видимое и ИК излучение 6,0
- основная относительная погрешность измерения освещенности, % ... 8,0
- основная относительная погрешность измерения коэффициента естественного освещения, % 10,0
- основная относительная погрешность измерения яркости, % 10,0
- основная относительная погрешность измерения коэффициента пульсации, % 10,0
- масса, кг 2,5
- габариты, мм^3 $300 \times 200 \times 100$
- потребляемая мощность, Вт 0,3

Средство измерений снабжено компьютером и специальным программным обеспечением на основе Windows 98.

Для того чтобы оценить уровень отечественных разработок в области создания СИ световых величин, целесообразно соотнести их с характеристиками приборов, выпускаемых известными зарубежными фирмами. Приведенные ниже данные являются результатами измерений метрологических характеристик ФГ, люксметров и яркомеров немецкой фирмы LMT, выполненных на измерительных установках ВНИИОФИ. Основная относительная погрешность калибровки по источнику А составила для ПФГ 0,3–0,5%, для люксметров 1–5 %, для яркомера 1 %. Погрешность коррекции, рассчитанная для пяти источников, колеблется в пределах от 1,5 до 3 %. Достоверность результатов измерений подтверждается данными международных сличений по СХ SiФД и световому $K_{\text{пр}}$ (световой чувствительности) ФГ с участием ВНИИОФИ.

Приведенные выше результаты исследований отечественных и зарубежных люксметров, яркомеров и ФГ свидетельствуют о том, что в стране появился новый парк СИ световых величин.

Глава 7

РАДИОМЕТРИЧЕСКИЕ ГОЛОВКИ И ОПТИЧЕСКИЕ РАДИОМЕТРЫ

Радиометрическая головка принципиально ничем не отличается от фотометрической, равно как и радиометр структурно построен аналогично фотометру. Однако поскольку оптический радиометр предназначен для измерений энергетических величин, причем не столько в видимом, сколько в УФ и ИК диапазонах длин волн, ОП и ОЭИП этого СИ обладают иными оптическими свойствами и характеристиками, обеспечивающими достоверность получаемой количественной информации об объекте. В частности, для изготовления ОП используются, кроме традиционных для видимого диапазона стекол, сапфир, германий, кварц, селенид цинка и многие другие материалы, прозрачные в требуемом диапазоне длин волн.

Для построения ОЭИП широко применяются приемники излучения тепловой группы, а также неохлаждаемые и охлаждаемые вплоть до криогенных температур полупроводниковые структуры на основе Ge и тройных соединений.

Все сказанное относится к радиометрам, измеряющим энергетические величины, характеризующие как некогерентное, так и когерентное излучение, поскольку лазерные ваттметры и джоульметры также принадлежат к этой категории СИ.

7.1. Абсолютные радиометры

Одной из наиболее распространенных измеряемых величин в радиометрии некогерентного оптического излучения традиционно считалась **энергетическая освещенность**, именуемая в радиометрии когерентного оптического излучения **плотностью мощности**. Возрастающие требования практики к точности измерений как на уровне эталонов, так и в технических измерениях породили сравнительно новые подходы к разработке СИ радиометрических величин, выразившиеся в стремлении к созданию и использованию в различных измерительных задачах самокалибруемых приборов, не нуждающихся в получении размеров радиометрических единиц от эталонов. Более того, возникло желание с помощью этих СИ воспроизводить единицы физических величин в радиометрии не только с помощью эталонных излучателей, но и на основе принципов самокалибровки ПИП. Так в развитие широко распространенных в свое время конструкций **радиометров** появились и начинают занимать в прецизионной оптической радиометрии господствующее положение **абсолютные радиометры**. Разница между радиометром и абсолютным радиометром заключается в том, что первый из них для измерений потока или оптической мощности в абсолютных единицах требует калибровки с помощью

эталонных источника излучения или ОЭИП. **Абсолютный радиометр является самокалибруемым прибором.**

Абсолютная радиометрия обычно реализуется с помощью тепловых ПИП с электрическим замещением, т. е. преобразователь снабжается специальной обмоткой, в которой выделяется достаточно точно измеряемая мощность (или энергия) постоянного (или переменного) тока, поставляемого в эту так называемую обмотку замещения сторонним источником питания. С метрологической точки зрения это означает, что в АР реализуется хорошо зарекомендовавший себя в технике точных измерений способ исключения или минимизации систематических погрешностей, именуемый методом замещения, под которым понимается метод сравнения, основанный на замещении измеряемой величины известной величиной, воспроизводимой мерой.

Поэтому такие приборы называют (особенно в Северной Америке) электрически калибруемыми радиометрами («Electrically Calibrated Radiometers» или «ECR»). В метеорологии их иногда именуют компенсационными пиргелиометрами («Compensation Pyrheliometer»).

Мы будем придерживаться общепринятого термина АР и, основываясь на принятом международным метрологическим сообществом материале [55], опишем принцип действия тепловых ПИП оптического излучения с электрической калибровкой, их основные элементы и источники погрешностей.

Абсолютные радиометры используются для измерения потока (мощности) излучения в абсолютных единицах — ваттах. Если точно известна площадь облучаемой поверхности, то можно, зная измеренный поток, вычислить энергетическую освещенность (облученность). Падающий лучистый поток поглощается, как правило, приемной площадкой теплового ПИП. (Здесь необходимо отметить, что дальнейшее в равной степени справедливо для всех трех описанных ранее основных групп тепловых ПИП-термоэлементов, болометров, пироприемников). В результате поглощения потока повышается температура приемной площадки и всего **чувствительного элемента преобразователя**¹⁾, что порождает выходной электрический сигнал, воспроизводимый затем с помощью обмотки замещения.

С учетом ряда влияющих на результат измерения факторов, являющихся источниками погрешностей, определяется значение потока (мощности) падающего излучения.

Идеальный измерительный процесс, протекающий в АР, представлен на рис. 7.1 а [55], из которого следуют три его стадии: преобразование оптической мощности в тепло; преобразование электрической мощности в тепло; восприятие и преобразование теплового потока в электрический измерительный сигнал. В идеальном АР все три функции выполняет один и тот же чувствительный элемент, поскольку в нем пути распространения оптической и электрической мощности от поверхностей их восприятия до преобразователя в электрический измерительный сигнал одинаковы, и **коэффициент замещения** равен единице. Под последним подразумевается отношение электрических измерительных сигналов, поочередно порожденных воздействием

¹⁾ **Чувствительным элементом** или сенсором именуется часть первого в измерительной цепи преобразовательного элемента, находящегося под непосредственным воздействием измеряемой величины.

на чувствительный элемент АР измеряемой оптической и замещающей ее электрической мощностей.

В реальном АР (рис. 7.1 б) оба пути неидентичны, что приводит к отличию коэффициента замещения от единицы и возникновению неэквивалентности замещения, порождающей погрешности прибора.

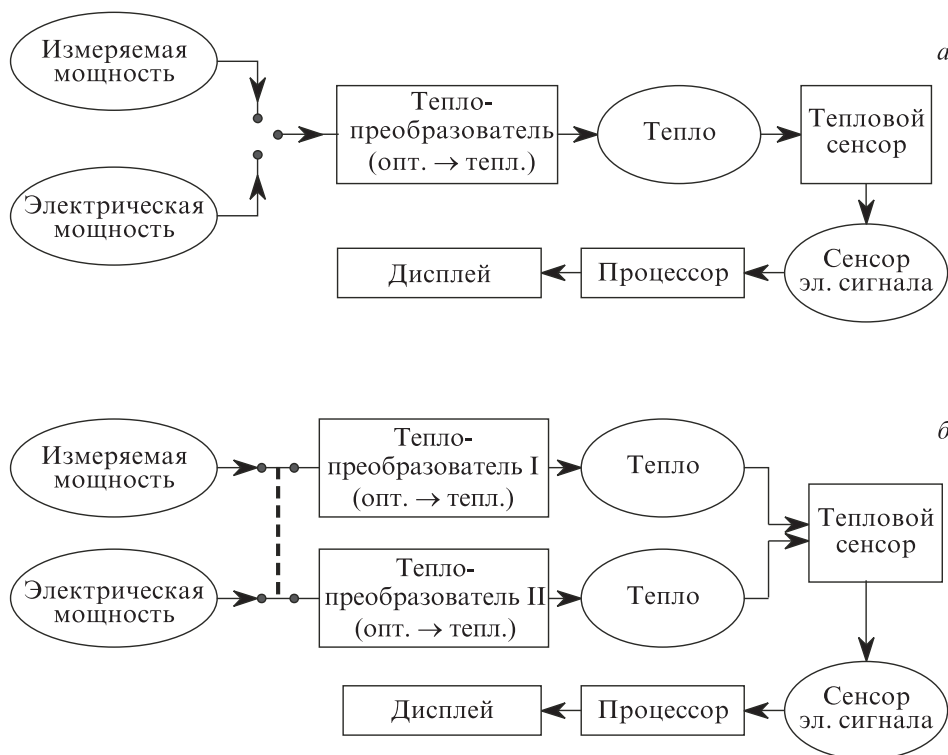


Рис. 7.1. Процессы преобразования в абсолютном радиометре: а — идеальный АР; б — реальный АР

На рис. 7.1 б различие путей распространения мощностей отображено наличием двух неидентичных преобразователей I и II в тепло. Помимо различия в путях распространения тепла, второй причиной, вызывающей неэквивалентность замещения, служит разница между коэффициентами преобразования оптической и электрической мощностей в тепло.

При падении оптической мощности на приемную площадку имеют место процессы поглощения, отражения, распространения, люминесценции, фотоэлектрические эффекты, структурные изменения материала и т. д.

За некоторыми исключениями (фотоэлектронная эмиссия на длинах волн вакуумного ультрафиолета, структурные изменения материала под воздействием высокоинтенсивных пучков) влияниями этих процессов и эффектов на ПИП можно пренебречь.

Под поглотителем будем понимать материал, в котором доминирует процесс преобразования оптической энергии в тепло. Для такого непрозрачного

поглотителя справедливо соотношение

$$a(\lambda) = 1 - \rho(\lambda),$$

где $a(\lambda)$ и $\rho(\lambda)$ — спектральные коэффициенты поглощения и отражения, соответственно. Коэффициент $a(\lambda)$ можно интерпретировать как эффективность теплопреобразования поглотителя при длине волны λ . Для использования в АР желательно выбирать материалы с высоким $a(\lambda)$, причем по возможности неселективные. Кроме того, материал должен обладать высокой теплопроводностью, а для уменьшения термической инерционности необходима малая теплоемкость. К материалу поглотителя предъявляются также требования надежной адгезии с подложкой, механической прочности, долговременной стабильности всех перечисленных свойств.

В АР получили распространение четыре типа различающихся конструктивно поглотителей: полостные, дисковые, дисковые с отражателями, конические [55].

Черненная полость **полостного поглотителя** с малым входным отверстием может иметь коэффициент поглощения порядка 0,999 и более, причем его отклонения от 1 рассчитываются достаточно точно. Следовательно ПИП с таким поглотителем практически неселективен в широком диапазоне длин волн, что является его главным достоинством. К числу недостатков следует отнести большую теплоемкость, неравномерность ЗХ, трудность обеспечения идентичности распределения тепловой мощности, преобразованной из оптической и электрической мощностей. С другой стороны, тепловое сопротивление поглощающего слоя оказывает слабое влияние, так как тепловые потери на теплопроводность и конвекцию малы. Кроме того, существенным достоинством ПИП с поглотителем такого типа является возможность работы при криогенных температурах.

В **дисковых поглотителях** плоская приемная поверхность в форме диска покрывается поглощающим оптическое излучение материалом. Они могут иметь малую теплоемкость, но теплопроводности поглотителя и подложки должны быть предельно большими. Коэффициент поглощения зависит, главным образом, от слоя поглощающего материала.

Для существенного увеличения эффективного коэффициента поглощения дискового поглотителя его помещают в центре отражающей полусферы.

В **конических поглотителях** предпочтительно использовать конус с зеркальной, а не с диффузной отражающей поверхностью поглощения оптической мощности. Критическим параметром является радиус кривизны вершины конуса.

Большую роль в повышении коэффициента поглощения приемной площадки у всех четырех типов поглотителей имеют материалы для ее чернения. В табл. 7.1 приведены сведения о спектральном коэффициенте отражения, тепловом сопротивлении и теплоемкости наиболее распространенных непрозрачных поглощающих покрытий [55].

Для дальней ИК области спектра наиболее подходящими чернящими покрытиями считаются краска ЗМ и лак Парсонса.

Выбор типа теплового сенсора рис. 7.1, т. е. представителя одной из трех групп тепловых ПИП, диктуется особенностями применения АР и допустимым для его использования по назначению значением NEP, обычно находя-

щимся для тепловых ОЭИП в диапазоне от нескольких микроватт на квадратный сантиметр до ~ 100 нВт/см².

Поскольку речь идет о тепловом первичном измерительном преобразователе, то значительный интерес представляют источники погрешностей, которые часто делят на две группы: погрешности от влияния окружающей среды и присущие самому прибору, именуемые инструментальными факторами [55]. Для минимизации погрешностей результата измерений в первом случае следует компенсировать влияние среды, окружающей систему излучатель — оптическая трасса-радиометр; во втором случае коррекция сводится к устранению последствий, вызываемых различием путей, по которым распространяются оптическая и электрическая мощности. У обеих групп есть общие черты, а в каждой из групп — свои подгруппы факторов.

Строго говоря, первая группа источников погрешностей не имеет непосредственного отношения к ПИП теплового типа. Факторы первой группы порождают методические и инструментальные погрешности вследствие их воздействия на процесс прохождения излучения до входа его в ПИП. Следовательно, их следовало бы учитывать при анализе точности измерений АР при решении конкретных измерительных задач, что и будет сделано в дальнейшем.

Таблица 7.1. Спектральный коэффициент отражения, тепловое сопротивление и теплоемкость наиболее распространенных непрозрачных поглощающих покрытий

Материал	Спектральный коэффициент отражения в процентах в диапазоне длин волн (мкм)						Типичные значения теплового сопротивления [мкК·Вт ⁻¹ ·м ⁻²]	Теплоемкость [Дж·К ⁻¹ ·м ⁻²]
	0,35	0,50	1,0	1,5	2,0	2,5		
Черная бархатная краска 3М	2,2	2,2	2,3	2,4	2,5	2,7	70	60
Оптическая чернь Эппли-Парсонса (лак Парсонса)	2,0	1,8	1,6	3,7	5,5	6,1	25	60
Черный лак со спеканием фирмы Kodak	3,5	3,3	3,2	3,4	3,7	4,2	—	—
Сверхплоское черное крилоновое эмалевое покрытие алюминия	0,2	0,3	0,9	1,2	1,4	1,4	—	—
Высокой плотности золотая чернь в воздухе	0,5	0,2	0,4	0,5	1,0	1,4	< 50	0,25
Низкой плотности золотая чернь в воздухе	0,8	0,3	0,5	0,5	0,5	0,5	700	0,25
Углеродная чернь (сажа)	1,8	2,0	1,8	1,2	1,0	0,9	600	3

Однако для придания общности рассматриваемым вопросам осветим действующие факторы первой группы и приведем численные оценки их влияния.

В первой группе отчетливо различимы следующие факторы:

— дифракция на диафрагмах оптической трассы, расположенных между излучателем и ПИП радиометра;

— поглощение излучения содержащимися в воздухе водяным паром, углекислым газом, кислородом (при длинах волн менее 230 нм);

— конечная толщина тонких фильтров в оптической трассе.

Дифракция влияет на результаты измерений АР двумя путями. Во-первых, часть проходящего сквозь входную апертуру АР радиусом r излучения не попадает на приемную площадку ПИП радиусом r_0 , хотя геометрически (обычно $r_0 > r$) последняя должна «перехватывать» все излучение. Во-вторых, перегородки с отверстиями радиусом R , расположенные вдоль оптической трассы с целью ослабления потоков рассеяния, приводят к обратному эффекту: сквозь входную апертуру АР проходит больший поток, чем это следует из геометрии оптической системы. В видимой области спектра влияние обоих факторов порождает погрешность преобразования не более 0,1 %.

Коррекция влияния дифракции может оказаться полезной при длинах волн более 1 мкм; по крайней мере, часто следует просто оценить порядок значения погрешности.

В ИК абсолютной радиометрии необходимо учитывать поглощение излучения водяными парами и углекислым газом, содержащимися в воздухе. Если $A(\lambda)$ обозначает спектральное поглощение либо H_2O , либо CO_2 в любой полосе оптических частот, то относительное уменьшение выходного сигнала ПИП (и в конечном счете АР) описывается уравнением [55]

$$a = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} A(\lambda) E(\lambda) s(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_o}^{\lambda_F} E(\lambda) s(\lambda) d\lambda},$$

где (λ_1, λ_2) — границы полосы поглощения; (λ_0, λ_F) — эффективная ширина полосы системы излучатель — ПИП; $E(\lambda)$ и $s(\lambda)$ — спектральная плотность облученности, создаваемой источником излучения, и спектральная чувствительность ПИП, соответственно, при этом пропускание любого используемого фильтра может быть включено в $E(\lambda)$.

Использование этого уравнения для коррекции результатов — достаточно сложная задача, а при обычных малых концентрациях в воздухе поглощающих паров, коррекция оказывается малоэффективной. Поэтому пользоваться приведенным уравнением рекомендуется при протяженных трассах и особо точных измерениях.

Если поглощение атмосферы должно быть известно достаточно точно (например, с погрешностью не более 10 %), то его следует определить экспериментально. В противном случае всю систему АР нужно поместить в сухой,

непоглощающий газ (кислород при $\lambda > 230$ нм или азот). Этот прием применяется при ожидаемых сильных поглощениях атмосферы.

Хорошо известно, что введение плоскопараллельной стеклянной пластины между излучателем и ПИП сокращает эффективное расстояние от выходного отверстия первого из них до апертурной диафрагмы второго. Этот эффект не имеет значения в относительной радиометрии при сравнении двух источников излучения, поскольку фильтрующее стекло расположено в оптических трассах обоих излучателей. Однако в абсолютной радиометрии эффективное расстояние между входным отверстием ПИП и референтной плоскостью излучателя должно быть точно известно. Следовательно, при измерениях важно скорректировать проявление эффекта сокращения фильтрами расстояния между излучателем и ПИП.

Если плоскопараллельная пластина толщиной t с показателем преломления n устанавливается в оптической трассе перпендикулярно ее оси, то расстояние сокращается на величину

$$\Delta = \frac{n-1}{n} t.$$

Следовательно, если $E_{\text{ист,е}}$ обозначает измеряемую энергетическую освещенность с фильтром с тем же коэффициентом поглощения, но пренебрежимо малой толщины, то

$$E_{\text{ист,е}} = \left(\frac{d-\Delta}{d} \right)^2 E_e,$$

где E_e — энергетическая освещенность, измеренная с фильтром толщиной t . Это уравнение основывается на справедливости закона обратных квадратов при изменении E_e по мере удаления от излучателя на расстояние d , что не всегда справедливо, особенно если приходится иметь дело с относительно широкоапертурными излучателями и короткими расстояниями. В таких случаях желательно минимизировать толщину используемых фильтров. Более того, d отображает истинное расстояние между входным отверстием ПИП и излучателем.

Однако в большинстве радиометрических экспериментов референтная плоскость источника отстоит от действующего излучателя (например, нити) на несколько сантиметров. Это необходимо принимать во внимание при использовании последнего уравнения.

Как и при рассмотрении влияния атмосферы, здесь мы также сталкиваемся с методической погрешностью, не имеющей непосредственного отношения к ПИП.

Обратимся ко второй группе влияющих факторов, названных ранее инструментальными. В первую очередь это относится к неэквивалентности замещения.

Получение равных выходных сигналов теплового ПИП, порожденных воздействием оптической и электрической мощностей, не означает, что значения оптической Φ_r и электрической Φ_e мощностей точно равны друг другу. Во-первых, часть электрической мощности достигает чувствительного элемента ПИП по токоподводам обмотки замещения. Поскольку она пропорциональ-

на Φ_e , то суммарная подводимая к ПИП электрическая мощность Φ'_e равна

$$\Phi'_e = \Phi_e(1 + K_e).$$

С другой стороны, не вся мощность Φ_r полностью поглощается приемной площадкой ПИП. Небольшая часть $\rho_r \Phi_r$ отражается (ρ_r — эффективный коэффициент отражения ПИП по отношению к измеряемому излучателю). Поверхность вокруг входной апертуры ПИП нагревается падающим потоком, поэтому в общую наблюдаемую мощность Φ'_r входит добавка $K_r \Phi_r$, т. е.

$$\Phi'_r = \Phi_r(1 - \rho_r + K_r).$$

Поскольку оптическая и электрическая мощности не рассеиваются точно в одних и тех же направлениях и местах чувствительного элемента ПИП, тепловые потери в обоих случаях слегка различны и корректирующее выражение выглядит следующим образом:

$$\frac{1 - \xi_e(E'_e(\rho, \varphi)) - \eta_e(E'_e(\rho, \varphi))}{1 - \xi_r(E'_r(\rho, \varphi)) - \eta_r(E'_r(\rho, \varphi))},$$

где ξ и η — обозначения частичных тепловых потерь за счет неэквивалентности замещения, причем ξ представляет неэквивалентные тепловые потери излучением, а η — то же, но за счет теплопроводности и конвекции с фронтальной площадки ПИП; $E'(\rho, \varphi)$ — пространственное распределение тепловой мощности на единицу поверхности в полярных координатах (ρ, φ) с началом в центре приемной площадки ПИП.

Другой особенностью, требующей коррекции, является влияние различных пространственных распределений облученности по приемной площадке ПИП. Если корректирующие члены ξ_r и η_r в предыдущем уравнении определены для распределения облученности $E_{r0}(\rho, \varphi)$ и если коэффициент преобразования ПИП равен $s_r(\rho, \varphi, E_r)$, то корректирующий множитель C , необходимый для нового распределения облученности $E_{r1}(\rho, \varphi)$, равен [55]

$$C = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^R E'_{r0}(\rho, \varphi) s'_r(\rho, \varphi, E'_{r0}(\rho, \varphi)) \rho d\rho d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^R E'_{r1}(\rho, \varphi) s'_r(\rho, \varphi, E'_{r1}(\rho, \varphi)) \rho d\rho d\varphi} \cdot \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^R E'_{r1}(\rho, \varphi) \rho d\rho d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^R E'_{r0}(\rho, \varphi) \rho d\rho d\varphi}.$$

Общее выражение для поправок на воздействия всех инструментальных факторов записывается в виде [55]

$$\Phi_r = \Phi_e \frac{1 + K_e}{1 - \rho_r + K_r} \frac{1 - \xi_e(E'_e(\rho, \varphi)) - \eta_e(E'_e(\rho, \varphi))}{1 - \xi_r(E'_{r0}(\rho, \varphi)) - \eta_r(E'_{r0}(\rho, \varphi))} C,$$

где C определяется из предыдущего выражения.

Кроме рассмотренных влияющих факторов, воздействующих в той или иной степени на тепловой ПИП любого АР, существуют и другие источники погрешностей, искажающие результаты измерений. Эти погрешности исключаются надлежащим конструированием ПИП и выбором электронной

схемы АР, более частой электрической калибровкой прибора в целом и его отдельных компонентов, тщательным контролем параметров окружающей среды. К числу возможных воздействующих факторов относятся: несовершенство электрической изоляции чувствительного элемента; возникновение паразитных термоЭДС; зависимость от температуры коэффициента преобразования ПИП, коэффициента усиления усилителя и смещения нуля; влияние входных параметров усилителя на характеристики ПИП; колебания в цепи обратной связи электронной схемы АР; неточность значения сопротивления эталонного резистора в схеме измерения тока в обмотке замещения; неучет входного сопротивления вольтметра на зажимах резистора и погрешность прибора; погрешность за счет циркуляции паразитных токов между зажимами цепи и пр.

Однако эти факторы не оказывают существенного влияния на точность результатов технических измерений, выполняемых с использованием АР. Вместе с тем при проведении эталонных измерений, особенно на уровне первичных и вторичных радиометрических эталонов, проводится тщательный анализ результатов воздействия каждого из факторов, влияние которого не удалось компенсировать при конструировании АР.

Наряду с АР, эксплуатируемыми при температурах окружающей среды, все большую, популярность в прецизионной оптической радиометрии приобретают описанные ранее криогенные абсолютные радиометры.

7.2. Лазерные ваттметры и джоульметры

В настоящем параграфе опишем наиболее современные лазерные ваттметры и джоульметры, а также дадим ряд рекомендаций по их выбору в зависимости от измерительной задачи [2].

В этих приборах в качестве ОЭИП используются преимущественно преобразователи тепловой и фотоэмиссионной групп, но чаще всего термобатарейные (калориметрические), пироэлектрические и квантовые ОЭИП [56]. Принципы действия этих ОЭИП подробно рассмотрены во второй части данной книги.

Термобатарейные ОЭИП используются для измерений мощности излучения непрерывных лазеров, а также мощности и энергии импульсных лазеров, генерирующих одиночные импульсы или импульсные последовательности с частотой повторения импульсов более 10 Гц. Приемный элемент обычно представляет собой тонкий металлический диск в виде мембраны с тонкослойным чернящим поглощающим излучение покрытием. Термобатарейные ОЭИП могут работать в широком спектральном диапазоне (0,19–20,0) мкм с достаточно низким порогом чувствительности, т. е. их пределы преобразований простираются от 1 мВт до 5 кВт по мощности и по импульсной энергии от 0,01 до 300 Дж.

В качестве фотонных ОЭИП преимущественно распространены кремниевые и германиевые фотодиоды (ФД). Эффективный квантовый выход этих материалов сильно зависит от длины волны излучения, поэтому кремниевые ФД используются в качестве ОЭИП в диапазоне длин волн (0,2–1,0) мкм, а германиевые — от 1,0 до 2,0 мкм. Пределы измерения мощности излучения непрерывных лазеров ограничены значениями от 1 нВт до 50 мВт, а пределы

измерения энергии импульсных лазеров доходят от 1 пДж снизу до 1 мДж сверху. Следовательно, фотонные ОЭИП предпочтительны в РСИ мощности и энергии слабоинтенсивного лазерного излучения, а также при измерениях в волоконно-оптических системах. При постоянных времени этих ОЭИП порядка сотен микросекунд и менее, они могут быть использованы в РСИ формы импульса с последующим интегрированием, дающим значение импульсной энергии.

Пироэлектрические ОЭИП отличаются от вышеописанных тем, что они реагируют на изменение температуры и не могут быть использованы в пучках излучения непрерывных лазеров без их модуляции. Спектральный рабочий диапазон этих ОЭИП простирается от 0,1 до 100 мкм, временной диапазон длительностей импульсов — от пикосекунд до десятков секунд. В результате на основе этих измерительных преобразователей созданы и серийно выпускаются джоульметры с пределами измерений энергии импульсного лазерного излучения от 10 нДж до 20 Дж и ваттметры с пределами измерений мощности излучения непрерывных лазеров (с модуляцией пучка обычно механическим прерывателем) от 2 мкВт до 100 Вт. При этом пироэлектрический ОЭИП должен быть тщательно защищен от вибраций, порождающих паразитную модуляцию сигнала, являющуюся источником значительной дополнительной погрешности.

Наряду с традиционными ОЭИП, в последние годы появились модификации типов и форм преобразователей мощности и энергии лазерного излучения. Например, в Китайском Институте Физики по заказам фирм Melles Griot (США) и Oriel Instruments (Англия) разработан ОЭИП на основе тонкого, черного, полированного неметаллического графитового диска, быстро передающего без рассеяния тепло от приемной поверхности к тыльной стороне диска, где расположены структуры с небольшими термоэлементами. Пределы преобразования этого ОЭИП — от 10 мкВт и 10 мкДж до 2 Вт и 2 Дж, соответственно [56]. Этот дисковый ОЭИП продемонстрировал солидную **лучевую стойкость**: 100 МВт/см² и 200 Вт/см² при воздействии соответственно пиковой импульсной мощности и мощности непрерывного излучения. Более того, модификация ОЭИП с верхним пределом преобразования 20 Вт мощности непрерывного излучения обладала лучевой стойкостью 1500 Вт/см².

П р и м е ч а н и е. Под лучевой стойкостью здесь и далее подразумевается свойство приемной поверхности и структуры в целом чувствительного элемента ОЭИП сохранять свои физико-механические параметры под воздействием падающего лазерного излучения в пределах, при которых изменения метрологических характеристик преобразователя не превышают допустимых значений.

Добавление к графитовому диску пироэлектрического кристалла позволило реализовать джоульметр с пределами измерений от 4 мкДж до 2 Дж при частоте повторения импульсов до 100 Гц [56].

Некоторые производители предпочитают поставлять на рынок портативные приборы, позволяющие оперативно оценивать интенсивность рассеянного излучения, например, при работе лазерных установок. По существу, такие РСИ являются лазерными дозиметрами. Примером может служить разработанный фирмой Synrad (США) малогабаритный ваттметр для измерений (при высоких частотах повторения) в широком спектральном диапазоне, про-

стирающемся от УФ до ИК излучения [56]. Суммарная погрешность этого прибора не превышает $\pm 5\%$ в диапазоне длин волн от 0,19 до 11 мкм.

В табл. 7.2 в качестве примеров приведены заимствованные из [56] данные о серийных ОЭИП для ваттметров и джоульметров, предлагавшихся различными фирмами в середине 90-х годов. Пользователям, эксплуатирующим подобные ОЭИП, в [56] даются некоторые общие рекомендации, в том числе и по выбору регистрирующего устройства, если оно не входит в состав прибора. В табл. 7.3 сведены данные о серийных ваттметрах и джоульметрах [56].

Американской фирмой SCIENTECH разработаны и поставляются на мировой рынок современные ОЭИП тепловой группы (калориметрические и пироэлектрические), с использованием которых этой же фирмой освоены несколько моделей лазерных ватт-джоульметров. Эти ОЭИП представляют собой современные радиометрические головки (РГ).

Основные сведения об ОЭИП приведены в табл. 7.4–7.7 [57]. В [57] также кратко описаны измерительные приборы трех типов, в которых процессоры с аналоговым (стрелочным) и/или цифровым дисплеем соединены с соответствующими ОЭИП, представленными в таблицах.

Столь обширная номенклатура этих радиометров и ОЭИП свидетельствует о широчайшей распространенности за рубежом лазерной техники, в том числе измерительной.

Ватт-джоульметры типа S310 и S3100 могут соединяться с ОЭИП моделей Astral, Vector и Ultra и имеют 14 переключаемых диапазонов измерений с пределами от 3000 мкДж или мкВт до 30 Дж или 150 Вт в зависимости от модели ОЭИП. Малогабаритный, портативный ватт-джоульметр с батарейным питанием типа H310 и H3100 работает с любым ОЭИП моделей Astral или Vector (за исключением Vector HR моделей) и, в зависимости от выбранного ОЭИП, имеет пределы измерений от 10 до 3000 Вт (Дж). Этими приборами можно пользоваться как в полевых, так и в лабораторных условиях.

Модель D200 является двухканальным прибором и выпускается в трех вариантах, перекрывающих пределы измерений от 20 мкВт (мкДж) до 3000 Вт(Дж). В варианте D200P оба канала работают с любым пироэлектрическим ОЭИП Vector, а в варианте D200C — с любым калориметрическим ОЭИП Astral. В варианте D200PC один канал стыкуется с ОЭИП Vector, а другой — с ОЭИП Astral. Приборы могут выполнять измерения поканально, либо определять отношения измеряемых мощностей (энергий) в каждом канале.

Прежде всего, необходимо согласовать параметры пучка лазерного излучения с параметрами приемной площадки ОЭИП. Активная поверхность последней должна хотя бы слегка превышать площадь поперечного сечения пучка. Это позволяет не только воспринять весь падающий поток лазерного излучения, но и избежать необходимости строгой юстировки оптического тракта. Время спада импульсной переходной характеристики РСИ должно не менее чем в 10 раз превышать полную ширину на полувысоте импульса лазерного излучения, а частота повторения лазерных импульсов должна быть меньше частоты повторения, нормируемой для данного ваттметра или джоульметра. Очевидно также, что поверхностная плотность энергии или мощности не должна превышать порога «метрологической надежности» для данного ОЭИП, названного в предыдущем примечании лучевой стойкостью.

Примечание. Обычно в литературе в этом случае употребляется термин «порог разрушения» (damage threshold). Очевидно, что для любого СИ

Таблица 7.2. Серийные ОЭИП для лазерных ваттметров и джоульметров [56]

Модель	Фирма	Тип ОЭИП	Длины волн, мкм	Макс. диа- метр входной апертуры, мм	Пределы измерений	Примечания
Laser Mate Series	Coherent, Instruments Div	Термо- батарея	0,3–10,6	19	10 мВт – 100 Вт	Размер единицы передается от эталона NIST, USA через вторичный эталон MIP, SPEC-45662A.
EPD	Gentes	Пиро- электрик	Широко- полосный	33 (диа- метр пучка)	100 мВт – 20 Вт	Максимальная частота повторения импульсов 5 кГц. Предельная средняя мощность 1 Вт
П. 1455	International Light	Кремние- вый ФД	0,40–1,06	5,5	100 нВт – 300 мВт	Только для непрерывных лазеров. Портативный, с ручкой для переноски. Интегрирующая сфера внутри прибора гарантирует юстировку.
RJP-667	Laser Probe	Кремние- вый ФД	0,18–1,10	10 × 10	<1 пДж – 0,25 мДж	Частота повторения импульсов 500 Гц. Пиковая мощность 5 мВт. Встроена калибровочная кривая.
PM3	Moletron	Термо- батарея	0,19–11	19	0,1 мВт – 3 Вт	Размер единицы передается от эталона NIST. По- стоянная времени < 2 с.
818-IG	Newport	In Ga As	0,8–1,6	3	100 фВт – 3 мВт	Квантовый детектор. Пиковая мощность с ослаби- телем 2 Вт.
Pe-25 Series	Ophir Optronics	Пиро- электрик	0,19–20	25 × 25	15 мкДж – 10 Дж	Максимальная частота повторения импульсов 1 кГц. Предельная средняя мощность 10 Вт.
70816 Series	Oriel Instruments	Кремние- вый ФД	0,20–1,1	10	(4,5– 450) нДж	Максимальная частота повторения импульсов 4 кГц. Предельная средняя мощность 50 Вт.
AC25HD	Scientech	Термо- батарея	0,19–10,6	25,4	0,5 мВт – 10 Вт	Лучевая стойкость 1500 Вт/см ² , при работе с не- прерывными лазерами и 14 Дж/см ² при работе с импульсными лазерами.
210-S	Sensor- Physics	Термо- батарея	0,18–20	8	10 мВт – 2 Вт	—
PW-250	Synrad	Термо- батарея	0,19–11	22	1–250 Вт	Портативный. Самокалибровка, регистрация сиг- налов.
P-444	Terahertz Technologies	Пиро- электрик	0,35–2	12,7 (диа- метр пучка)	10 мкДж – 1 Дж	При $\tau_n = 100$ нс, лучевая стойкость 1 мВт/см ² .

Таблица 7.3. Серийные лазерные ваттметры и джоульметры [56]

Модель	Фирма	Дисплей	Выход	Число каналов	Статистическая обработка результатов	Примечания
Laser Mate	Coherent, Instruments Div	Стрелочный/Цифровой	Аналоговый	1	Нет	Портативный, питание сетевое или батарейное (200 ч.)
LPA-1 (анализатор лазерных импульсов)	Gentes	Стрелочный/Цифровой	Аналоговый/GPIB/RS-232C	1	Да	Регистрация и запоминание формы импульса.
IL 1400A с модификациями	International Light	Алфавитно-цифровой	Аналоговый/RS-232C	1	Да	Самокалибровка. Батарейное питание (36ч). Сетевой адаптер. Переносной прибор с ручкяткой.
Rm-3700	Laser Probe	Стрелочный/Цифровой	Аналоговый/RS-232C	1	Да	Частота повторения 500 Гц. Батарейное или сетевое питание.
Power Max Series	Moletron	Стрелочный/Цифровой	Аналоговый/RS-232C	1	Да	—
2835-C	Newport	Цифровой	Аналоговый/GPIB/RS-232C	2	Да	Частота выборок в 1- и 2-х канальном режиме, соответственно, 1 кГц и 500 Гц.
Nova	Ophir Optonics	Стрелочный/Цифровой	Аналоговый/RS-232C	1	Да	Самокалибровка. Переносный прибор с ручкяткой. Батарейное (18 ч) и сетевое питание.
70834	Oriel Instruments	Цифровой	Аналоговый/RS-232C	1	Да	Для пирозлектрический ОЭИП. Частота повторения до 400 Гц. Батарейное и сетевое питание.
5310	Scientech	Стрелочный/Цифровой	Аналоговый/RS-232C	1	Да	С перепрограммированием под рабочие длины волн.
ST-1	Star Tech Instruments	Цифровой	Аналоговый	2	Да	Двухканальная модификация для стоечного монтажа.
K-950	Terahertz Technologies	Гистограммный/цифровой	Аналоговый/Цифровой	1	Да	Двухканальная модификация для стоечного монтажа.

Таблица 7.4. Калориметры ULTRATM фирмы SCIENTECH [57]

Наименования параметров калориметрического ОЭИП	Модель			
	UC150	UC 150UV	UC 150 HD	UC 150 ND 40
Апертура	Ø 25,5 мм	40 × 40 мм ²	Ø 25,5 мм	40 × 40 мм ²
Спектральный диапазон, мкм	0,25–35	0,19–0,36	0,19–12	0,19–12
Предельно допустимая P_{av} , Вт	150	150	150	150
Минимальное разрешение, Вт	0,1	0,1	0,1	0,1
Плотность мощности, Вт/см ²	200	50	1500	1500
Предельная плотность P_{pk} , МВт/см ²	1	1000	100	100
Предельная плотность Q , Дж/см ²	1*	15	14**	14**
Сходимость, %	<1	<1	<1	<1
Суммарная погрешность, %	5	5	5	5
Габариты, см ³	12,5 × 8,6 × 10,2	12,5 × 8,6 × 10,2	12,5 × 8,6 × 10,2	12,5 × 8,6 × 10,2
Масса, кг	1,2	1,2	1,2	1,2
* Длительность импульса 1 мкс. ** Длительность импульса 10 мкс.				

Таблица 7.5. Калориметры ASTRAL™ фирмы SCIENTECH [57]

Наименования параметров калориметрических ОЭИП	Модель					
	AC2500	ACX25ND	AC2501	ACX2501	FC25UV	AC2504
1	2	3	4	5	6	7
Тип поглотителя	Поверхн.	Поверхн.	Объемн.	Объемн.	Объемн.	Поверхн.
Максимальный диаметр пучка, мм	25	8	25	8	25	25
Спектральный диапазон, мкм	0,25–35	0,4–2	0,266–1,2	0,4–1,2	0,19–0,36	0,85–4,2
Предельно допустимая P_{av} , Вт	10	10	10	10	10	10
Минимально допустимая* P_{av} , мВт	1	1	1	1	1	1
Уровень шума	10 мкВт или мкДж	10 мкВт или мкДж	10 мкВт или мкДж	10 мкВт или мкДж	10 мкВт или мкДж	10 мкВт или мкДж
Предельная плотность мощности, Вт/см ²	200	$12 \cdot 10^3$	30	240	50	30
Предельная плотность P_{pk} , МВт/см ²	1	800	$100 \cdot 10^3$	$8,5 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$	$100 \cdot 10^3$
Предельная плотность импульса, Дж	10	10	10	10	10	10
Предельная плотность Q , Дж/см ²	1~	42,5+	Зависит от λ_{∞}	26,4^	15	3,3^
Сходимость, %	<1	<1	<1	<1	<1	<1
Суммарная погрешность, %	3	3	3	3	3	3
Время нарастания импульса (с отсчетом в ваттах), с	3	3	3	3	3	3
Габариты: внешний диаметр×длина, см ²	$9,53 \times 5,6$	$9,53 \times 9,70$	$9,53 \times 5,6$	$9,53 \times 9,7$	$9,53 \times 5,6$	$9,53 \times 5,6$
Масса, кг	0,68	0,77	0,68	0,77	0,68	0,68
						1,3

Окончание табл. 7.5

Наименования параметров калориметрических ОЭИП	Модель					
	АС50HD	АСХ50D	АС5001	АСХ5001	АС50UV	АС5004
1	9	10	11	12	13	14
Тип поглотителя	Поверхн.	Поверхн.	Объемн.	Объемн.	Объемн.	Объемн.
Максимальный диаметр пучка, мм	50	16	50	16	50	50
Спектральный диапазон, мкм	0,19–12	0,4–2	0,266–1,2	0,4–1,2	0,19–0,36	0,85–4,2
Предельно допустимая P_{av} , Вт	30	30	30	30	30	30
Минимально допустимая* P_{av} , мВт	100	100	100	100	100	100
Уровень шума	1 мВт или мДж	1 мВт или мДж	1 мВт или мДж	1 мВт или мДж	1 мВт или мДж	1 мВт или мДж
Предельная плотность мощности, Вт/см ²	200	$12 \cdot 10^3$	30	240	50	30
Предельная плотность P_{pk} МВт/см ²	100	800	$100 \cdot 10^3$	$8,5 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$	$100 \cdot 10^3$
Предельная плотность импульса, Дж	30	30	30	30	30	30
Предельная плотность Q , Дж/см ²	14#	42,5+	Зависит от λ_{∞}	26,4^	15	3,3^
Сходимость, %	<1	<1	<1	<1	<1	<1
Суммарная погрешность, %	3	3	3	3	3	3
Время нарастания импульса (с учетом в ваттах), с	5	5	10	10	5	10
Габариты: внешний диаметр x длина, см ²	$18,9 \times 5,8$	$18,9 \times 9,96$	$18,9 \times 5,8$	$18,9 \times 9,96$	$18,9 \times 5,8$	$18,9 \times 5,8$
Масса, кг	1,3	1,4	1,3	1,4	1,3	1,3

* При установке калориметра в изопараболическом корпусе; $\sim$ микросекундные импульсы; ^ $\lambda = 1,064$ мкм; # зависит от длительности импульса: Дж/см² = $4500 \times$ длительность импульса на полувысоте до 14 Дж/см²; + зависит от длительности импульса: Дж/см² = $36000 \times$ длительность импульса на полувысоте до 42,5 Дж/с; ∞ 4,1 Дж/см² при $\lambda = 1,064$ мкм, 3,2 Дж/см² при $\lambda = 0,532$ мкм, 1,2 Дж/см², при $\lambda = 0,266$ мкм.

Таблица 7.6. Пирозлектрические ОЭИП VECTOR™ фирмы SCIENTECH [57]

Наименования параметров пирозлектрических ОЭИП	Модель							
	SP25	SPHD25	SP50	SPHF50	SPHD50	P25	PHF25	PHD25
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Максимальный диаметр пучка, мм	25	25	50	50	50	25	25	25
Спектральный диапазон, мкм	от $\sim 0,25$ до ~ 25							
Предельно допустимая* P_{av} , Вт	5	5	10	10	10	5	5	5
Шумовой эквивалент энергии (NEQ), мкДж	4	4	16	16	16	4	4	4
Предельно допустимая плотность энергии, Дж/см ²	от 10^{-2} , при $\tau_n = 10^{-9}$ с, до 10, при $\tau_n = 10^{-3}$ с							
Суммарная погрешность, %	5	8	5	5	8	5	5	8
Коэффициент преобразования, В/Дж	8	2	2	2	2	8	8	2
Предельная частота повторения импульсов, Гц	100	40	50	400	20	100	400	40
Предельная длительность импульсов, мс	0,2	0,2	0,4	0,045	0,4	0,2	0,045	0,2
Габариты: диаметр $\times$ длина, см ² или ширина $\times$ высота $\times$ длина, см ³	$5,8 \times 5,8 \times 1,4$	$5,8 \times 5,8 \times 1,4$	$7,6 \times 7,6 \times 1,5$	$7,6 \times 7,6 \times 1,5$	$7,6 \times 7,6 \times 1,5$	$6,12 \times 5,77$	$6,12 \times 5,77$	$6,12 \times 5,77$
Масса, кг	0,14	0,14	0,18	0,18	0,18	0,41	0,41	0,41

Таблица 7.7. Пирозлектрические ОЭИП VECTOR HR фирмы SCIENTECH

Наименования параметров пирозлектрических ОЭИП	Модель			
	PHF 02	PHF 09	PO 5	PO 9
Максимальный диаметр пучка, мм	2	9	5	9
Вольтовая чувствительность, В/мДж 1,2 3	15 0,15	1 0,01	3,0	0,8
RC-постоянная времени, мс 1 2 3	0,05 0,5 2,5	0,05 0,5 2,5	2,0	2,0
Шумовой эквивалент энергии (NEQ), нДж 1,2 3	3,0 150	35 3500	15	35
Предельная частота повторения импульсов, Гц 1 2 3	4000 400 80	4000 400 80	400	200
Предельная длительность импульсов, мкс 1 2 3	5 50 250	5 50 250	50	100
Предельное выходное напряжение, В	4,5	4,5	4,5	4,5
Предельная P_{av} , Вт	1	2	2	2
Суммарная погрешность, %	7	7	5	5
Предельно допустимая плотность энергии, Дж/см ²	от 10 ⁻² , при $\tau_n = 10^{-9}$ с, до 10, при $\tau_n = 10^{-3}$ с			
Габариты: диаметр x длина, см ²	Ø 4,45 x 10,8			
Масса, кг	0,21			
1 — длительность импульса ≤ 5 мкс; 2 — длительность импульса ≤ 50 мкс; 3 — длительность импульса ≤ 250 мкс.				

уровень энергии, приводящий к нарушению целостности ОЭИП, категорически недопустим и нужно учитывать именно лучевую стойкость в принятом нами определении.

Уменьшению поверхностной плотности энергии или мощности падающего на ОЭИП излучения способствуют делители пучков, играющие роль ослабителей. Рекомендуются использовать клиновидные делители пучков при малых углах падения импульсного излучения, когда состояние поляризации пучка меняется от импульса к импульсу. В пучках со стабильным состоянием поляризации хорошо работают 45°-ные делители.

При измерениях интенсивностей слабых пучков желательно, чтобы NEP ОЭИП не превышала 10 % минимального измеряемого значения мощности (соответственно, это же относится к энергии, если ввести понятие шумовой эквивалентной энергии и минимального измеряемого значения энергии).

Конструкция приемной поверхности в целом чувствительного элемента ОЭИП предопределяет его спектральную характеристику. Полостные ОЭИП с чернением или покрытием внутренней поверхности полости золотой чернью являют собой пример практически неселективных в коммерческом диапазоне длин волн лазерного излучения 0,3–12 мкм измерительных преобразователей. Плоская металлическая черненная поверхность порождает некоторую селективность ОЭИП тепловой группы, а фотоэмиссионные ОЭИП селективны по своей природе. Поэтому РСИ с ОЭИП этих подгрупп нуждаются в градуировках и калибровках в их рабочих диапазонах длин волн.

Выбор электронной измерительной схемы, воспринимающей для дальнейшей обработки выходной аналоговый сигнал ОЭИП, не вызывает затруднений. В серийных РСИ, о которых речь шла выше, используются аналоговые или цифровые электроизмерительные приборы. Производитель РСИ либо закупает готовые приборы и стыкует их со своими ОЭИП, либо разрабатывает их сам, включая в состав СИ при необходимости дисплей и снабжая ваттметр или джоульметр программным обеспечением. Вместе с тем, на мировом рынке представлено достаточное количество типов разных РГ для СИ энергетических величин, характеризующих лазерное излучение, и многие пользователи предпочитают сами стыковать их с серийными вольтметрами, осциллографами, мультиметрами и др. приборами, имеющимися в наличии в производственных и научно-исследовательских лабораториях. Однако при этом возникает потребность в их калибровке и сертификации в метрологических организациях соответствующего профиля.

Интенсивные разработки и производство типовых лазерных ваттметров и джоульметров привели к появлению отечественных РСИ тепловой и фотонной групп, эксплуатируемых по настоящее время. Технические характеристики наиболее распространенных типов этих приборов приведены в табл. 7.8 и 7.9 [26].

Завершая описание серийных РСИ мощности и энергии лазерного излучения, остановимся на разработанном во ВНИИОФИ оригинальном джоульметре ИЭЛ300 так называемого «проходного» типа, предназначенном для измерений энергии короткоимпульсного лазерного излучения без прерывания пучка, проходящего сквозь прозрачную приемную площадку ОЭИП. (Под короткими подразумеваются импульсы лазерного излучения длительностью $\tau_n = (10^{-12} - 5 \cdot 10^{-4})$ с, где τ_n — максимальный интервал времени между двумя точками, в которых значения мощности достигают половины пиковой мощности ($P_{pk}/2$)).

Рассмотрим более подробно фотоакустический ОЭИП «проходного» типа, принцип действия которого поясняется рис. 7.2. Он содержит оптический элемент из легированного стекла в форме диска, торцевая поверхность которого охвачена кольцевым тонкопленочным пьезоэлектрическим преобразователем. Существенным достоинством такого ОЭИП является возможность передачи основной части пучка импульсного лазерного излучения пользователю при одновременном преобразовании незначительной части энергии в измерительный сигнал.

Таблица 7.8. Технические характеристики некоторых тепловых СИ мощности и энергии лазерного излучения, выпускаемых серийно

Наименование и тип СИ	Рабочий диапазон длин волн, мкм	Диапазон измерения		Максимальный диаметр пучка, мм	Основная погрешность, %
		мощности, Вт	энергии, Дж		
1	2	3	4	5	6
Измеритель средней мощности и энергии импульсов лазерного излучения ИМО-2	0,33–10,6	10^{-3} –100	10^{-2} –10	12	$\delta_P = 5-6$; $\delta_E = 7$
Измеритель калориметрический твердотельный ИКТ-1М	0,4–4	—	$5 \cdot 10^{-2}$ –150	15	10
Ваттметр поглощаемой мощности калориметрический МКЗ–18 А	0,4–3,5	10^{-4} – 10^{-2}	10^{-2} –0,3	10	$\delta_P, \delta_E = 10$
Измеритель мощности и энергии калориметрический М-3-24	0,4–3,5	10^{-2} –1	$1,5 \cdot 10^{-2}$ –10	20	$\delta_P = 12,5$; $\delta_E = 15$
Ваттметр поглощаемой мощности калориметрический МЗ–49	0,4–11	10^{-3} –0,1	10^{-3} –1	20	$\delta_P = 4-10$; $\delta_E = 6$
Преобразователь энергии одиночных импульсов излучения лазеров в электрический сигнал ЭП-50-01	0,4–10,6	—	0,1–100	50	15
Измеритель энергии излучения ИЭИ-1 К-1М (с измерительным преобразователем ТПИ-2-5)	0,5–2; 10,6	—	0,5–30	45	15
Образцовый измеритель мощности лазерного излучения ИМО-2-2	0,49–10,6	10^{-2} –1	—	12	3

Таблица 7.9. Основные технические характеристики серийных

Наименование и тип	Назначение	Спектральный диапазон, мкм	Рабочие длины волн, мкм	Энергия E , Дж
1. Фотометр наносекундный — ФН	Измерение энергии и максимальной мощности одиночных импульсов	0,4–1,1	0,53 0,69 1,06	10^{-3} – 10
2. Фотометр частотный — ФЧ	Дополнительно к п. 1. Измерение среднего значения энергии импульсов в серии, среднего абсолютного отклонения и максимального отклонения энергии импульсов в серии	0,4–1,1	0,53 0,69 1,06	10^{-3} – 10
3. Лабораторный фотометр общего назначения ЛФО	Перечисленное в п. 1 и 2	0,4–1,1	0,53 0,69 1,06	10^{-4} – 10
4. Фотометр удаленного расположения — ФУР	Измерение энергетической экспозиции (плотности энергии), создаваемой направленным излучением на значительном удалении от источника излучения	0,4–1,1	0,53 0,69 1,06	10^{-9} – 10^{-4} Дж/см ²
5. Фотометр малых потоков — ФМП	Измерение энергии и максимальной мощности	0,4–1,1	0,91 1,06	10^{-13} – 10^{-9}
6. Фотометр переносной малогабаритный широкого применения для импульсных и непрерывных лазеров:				
ФПМ-01	Измерение энергии и средней мощности	0,4–1,1	0,69 1,06 0,488 0,63	$5 \cdot 10^{-2}$ – 10^{-8}
ФПМ-02	Измерение энергии	—	0,53 0,69 1,06 0,87–0,91	10^{-3} – $5 \cdot 10^{-9}$

рабочих СИ энергетических параметров импульсного лазерного излучения

Мощность P , Вт	Длительность τ , с	Частота повторения, Гц	Погрешность, %		Стадия разработки, в т.ч. сведения о прохождении ГИ
			δ_E	δ_P	
$10^{-4}-10^3$	$2,5-5 \cdot 10^{-2}$	Однократные импульсы	17-25	20-30	Прошел ГИ. Госреестр № 6608-78, Серийный выпуск
$10^{-4}-10^8$	$2,5-5 \cdot 10^{-7}$	<1000	17-25	20-30	Прошел ГИ. Госреестр № 6609-78, Серийный выпуск
—	$5 \cdot 10^{-10}-10^{-6}$	<1000	13-23	—	Прошел ГИ. Серийный выпуск с 1979
—	$1 \cdot 10^{-8}-1,5 \cdot 10^{-7}$	2000	—	—	Государственные испытания в 1980 г.
$10^{-6}-10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-8}-10^{-7}$	<1000	≤ 20	≤ 25	Изготовлено четыре макетных образца
—	$0,2-10^{-3}-10^{-3}$ с Непрерывное излучение	<1	≤ 20	≤ 15	Прошел ГИ
$10^{-1}-10^{-7}$	$10^{-8}-10^{-7}$		≤ 20		Прошел ГИ

Потери энергии при прохождении излучения сквозь оптический элемент порождены следующими явлениями:

- отражением от границ раздела стекла с воздухом;
- поглощением излучения в стекле;
- диффузией, вызываемой неоднородностями материала оптического элемента.

В отличие от потерь на отражение, которые не участвуют в процессе преобразования и могут быть минимизированы применением противоотражающих покрытий, потери за счет поглощения и диффузии остаются и зависят от оптических свойств материала, из которого изготовлен оптический элемент. Обычно они находятся в пределах от 0,1 до 1 % энергии падающего на оптический элемент излучения. Поэтому для их использования в измерительных целях необходим высокочувствительный преобразователь. Оказывается, что он может быть построен на оптоакустическом эффекте, являющемся следствием объемного поглощения энергии импульсного лазерного излучения в твердотельном оптическом элементе. Однако обычно коэффициенты поглощения и линейного расширения стекол настолько малы, что предпочтительнее использовать не поглощенную, а рассеянную часть излучения.

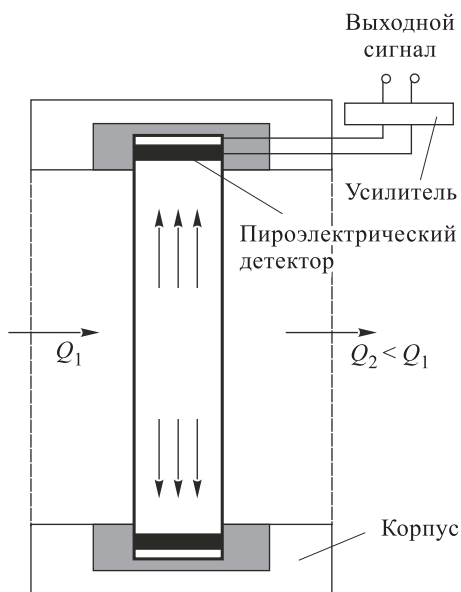


Рис. 7.2. Конструкция фотоакустического ОЭИП

сывается формулой Рэлея и представляет собой поверхность, симметричную относительно направления распространения потока:

$$I = I_0 \frac{\alpha V^2}{2\lambda^4} (1 + \cos \varphi),$$

где I_0 — интенсивность падающего излучения; α — коэффициент, зависящий от показателя преломления; V — объем области оптического элемента с неоднородностями; λ — длина волны; φ — угол рассеяния.

Материалом для оптического элемента может служить кварц или селенид цинка (ZnSe). Результаты детального метрологического исследования ОЭИП этого типа позволили оценить суммарную погрешность его коэффициента преобразования значением $\leq 2,5$ %.

Созданный на основе описанного ОЭИП портативный прибор ИЭЛ300 массой $\leq 0,5$ кг имеет диапазон измерений от 10^{-3} до 10 Дж при частоте повторения импульсов до 100 Гц и основной погрешности ≤ 3 %. Пирозлектрический ОЭИП с входным оптическим элементом обладает лучевой стойкостью

при плотностях пиковой мощности до $5 \cdot 10^8$ Вт/см². Диапазон длин волн (0,2–15) мкм, в котором можно выполнять измерения этим джоульметром, перекрывается РГ в двух вариантах, отличающихся спектральными характеристиками входного оптического элемента (из кварца или селенида цинка). Прибор имеет встроенный энергонезависимый микропроцессор для управления и может хранить результаты измерений после выключения питания. При габаритах РГ — диаметр 90 мм и толщина 50 мм — джоульметр позволяет выполнять измерения энергии пучков диаметром от 2 до 16 мм. Коэффициент пропускания лазерного излучения пироэлектрической пленкой — не менее 92 %. Джоульметр позволяет производить:

- измерение энергии в каждом импульсе в серии до 5000 импульсов;
- измерение средней энергии в режиме реального времени и ее вычисление в заданной оператором серии импульсов;
- просмотр измеренных значений энергии для каждого импульса;
- определение минимума и максимума энергии импульса в серии.

Глава 8

ТИПОВЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

Спектральными приборами называют все оптические приборы, в которых тем или иным способом осуществляется разложение излучения оптического диапазона на монохроматические составляющие. Такие приборы (часто именуемые **спектрометрами**) используют для качественного и количественного исследования спектрального состава света, излучаемого, поглощаемого, отражаемого или рассеиваемого веществом — исследования, позволяющего судить о свойствах вещества, об его химическом составе и характере физических процессов, связанных с излучением или взаимодействием света с веществом. Применяют спектральные приборы и для получения излучения заданного спектрального состава.

Следуя установившейся традиции, будем именовать **спектральными измерениями** все рассматриваемые далее измерительные процессы, в ходе которых количественно, с гарантированной точностью, определяются зависящие от длины волны величины, характеризующие оптическое излучение и среды, с которыми оно взаимодействует.

Примечание. Следует отметить, что термин «спектральные измерения» не стандартизован, но достаточно широко распространен в авторитетных научно-технических первоисточниках.

8.1. Классификация спектральных приборов

Преобразователи спектральных характеристик и параметров оптического излучения рассмотрены во второй части книги. Прежде чем приступить к описанию типовых спектральных приборов на основе рассмотренных ОП, ознакомимся с принятой в отечественной научно-технической литературе их классификацией [58].

Любой спектральный прибор состоит из излучателя (им может служить и источник, излучение которого подлежит исследованию), оптической системы и приемно-регистрирующего устройства, содержащего ОЭИП и схему обработки и документирования получаемой информации о спектре. Излучатели и приемно-регистрирующие устройства мало чем отличаются от аналогичных частей соответственно осветительных приборов и типовых технических средств оптической радиометрии, описанных в предыдущих главах и не использующих оптической схемы спектрального разложения. Поэтому рассмотрим принципиальную схему оптической системы спектрального прибора, изображенную на рис. 8.1. [20, 58]. Узкая **входная щель** S , на которую падает исследуемое излучение, устанавливается в фокальной плоскости коллиматорного объектива O_1 , который от каждой точки щели направляет параллельные пучки лучей в **диспергирующее устройство** D (на рисунке ход лучей показан в плоскости, перпендикулярной щели). Диспергирующее устройство отклоняет лучи на различные углы ϑ в зависимости от длины

волны излучения λ , превращая параллельный пучок от каждой точки щели в веер монохроматических пучков. **Фокусирующий объектив O_2** создает на некоторой поверхности монохроматические изображения щели, совокупность которых и образует спектр. Поверхность изображений P (**фокальная поверхность**) в общем случае не является плоскостью.

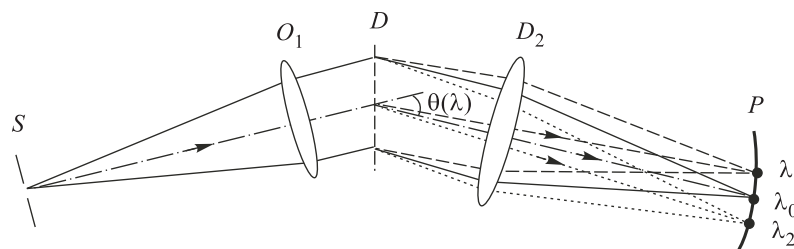


Рис. 8.1. Принципиальная оптическая схема спектрального прибора

В некоторых случаях отдельные элементы оптической схемы могут отсутствовать. Иногда диспергирующий элемент устанавливают не в параллельных, а в расходящихся или в сходящихся пучках лучей. Тогда отсутствуют, соответственно, объектив O_1 или объектив O_2 . В приборах с вогнутой дифракционной решеткой нет ни коллиматорного, ни фокусирующего объектива, так как их функции выполняются самой решеткой. Наконец, может отсутствовать входная щель (бесщелевые приборы).

Классифицировать спектральные приборы можно: а) по способу регистрации спектра (визуальный, фотографический, фотоэлектрический и т. д.); б) по способу осуществления спектрального разложения излучения (призмные, дифракционные, интерференционные); в) по области спектра, в которой они работают (видимая, ультрафиолетовая, инфракрасная); г) по назначению (например, для эмиссионного спектрального анализа, для исследования комбинационного рассеяния, для внеатмосферных астрофизических исследований).

Конструкция прибора и его оптическая схема определяются совокупностью всех четырех классификационных признаков, но в наибольшей степени вторым из них, по которому обычно прибор и получает свое название.

Прибор для фотографической регистрации спектров называется **спектрографом**. В нем с фокальной поверхностью фокусирующего объектива (который в данном случае называют **объективом камеры**) совмещается светочувствительный слой фотопластинки или фотопленки. Отличительной особенностью спектрографа является одновременная регистрация более или менее широкой области спектра. Спектрографы широко применяются как в научных исследованиях, так и в заводских лабораториях. Они используются преимущественно в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, что связано с чувствительностью фотоматериалов. При фотографировании спектров слабых свечений (например, в астрономических исследованиях) время экспозиции доходит до нескольких часов. С целью ускорения процесса регистрации в спектрографах, в качестве приемника излучения (ОЭИП), все чаще стали использовать катод ЭОП или передающей телевизионной трубки с последующим фотографированием спектра с экрана ЭОП или телевизора. Такой способ регистрации повышает чувствительность прибора и несколько

расширяет его рабочий диапазон в сторону ИК области спектра, но сокращает ширину одновременно регистрируемого интервала длин волн, ввиду малых размеров фотокатодов ЭОП и передающих телевизионных трубок.

Прибор для визуального наблюдения спектров называют спектроскопом. В нем за фокальной поверхностью фокусирующего объектива имеется окуляр, с помощью которого монохроматические изображения щели рассматриваются глазом.

Возможности визуального исследования спектров значительно уже, чем фотографического. Спектроскопы могут быть использованы лишь в области длин волн 380–760 нм, причем на краях этой области применение их малоэффективно ввиду слабой чувствительности глаза в фиолетовой и красной частях спектра (визуальные наблюдения спектров возможны и в ультрафиолетовой области при использовании флуоресцирующего экрана, например, из салицилата натрия или уранового стекла). Следует отметить, что спектрографы и спектроскопы получили преимущественное распространение в астрономии и др. направлениях научных исследований, где требовались длительные времена экспонирования сцены или ее наблюдения в видимом интервале длин волн; разработанные современные системы экспонирования и регистрации, с использованием фотометров и сверхчувствительных камер с совершенными электронно-вычислительными устройствами, вытесняют «классические» спектрографы и спектроскопы, на смену которым пришли спектрорадиометры. Наряду со спектрорадиометрами, получившими в последние десятилетия особенно широкое распространение в бортовой аэрокосмической аппаратуре экологического мониторинга и дистанционного зондирования земной поверхности, типовыми спектральными приборами стали и спектрофотометры; описание некоторых из них приведено в пятой части книги.

Фотонный или тепловой ОЭИП спектрального прибора не может одновременно регистрировать энергию излучения в различных точках спектра, поэтому необходимой деталью такого прибора является **выходная щель**, совмещаемая с поверхностью изображения фокусирующего объектива и выделяющая узкий участок спектра. Иногда ОЭИП устанавливают непосредственно за выходной щелью, но чаще излучение, прошедшее через эту щель, направляют на него посредством отдельной оптической системы. Основная часть спектрорадиометра или спектрофотометра, включающая входную щель, коллиматорный и фокусирующий объективы, диспергирующее устройство и выходную щель, представляет собой **монохроматор**. Прибор, состоящий из источника излучения, осветительной системы и монохроматора (без приемно-регистрирующего устройства), называют **монохроматическим осветителем**.

В отличие от спектрографа, при регистрации излучения с помощью фотоэлектрического или теплового ОЭИП для получения информации о спектральном распределении энергии в широкой области длин волн необходимо последовательно выделять различные участки спектра с помощью выходной щели. Это можно осуществить перемещением выходной щели вдоль фокальной поверхности при неподвижном диспергирующем устройстве, что мало удобно, так как влечет за собой перемещение ОЭИП или усложнение оптической системы, расположенной за щелью. Поэтому чаще всего в монохроматоре обе щели неподвижны, а изменение длины волны излучения, направляемого на выходную щель (**сканирование спектра**), осуществляется изменением

ем положения диспергирующего устройства относительно падающего пучка лучей.

Фотоэлектрические ОЭИП — ФЭУ, ФЭ, ФР — чувствительны в УФ, видимой и ближней ИК областях. Чувствительность же тепловых ОЭИП, применяемых в ближней, средней и дальней ИК областях (термоэлементы, болометры, оптико-акустические приемники), не зависит от длины волны излучения. Монохроматоры применяют во всех областях оптического диапазона длин волн — от мягких рентгеновских лучей до миллиметровых радиоволн, но главным образом — в ИК области, где неприменим фотографический метод регистрации.

Если вдоль фокальной поверхности фокусирующего объектива разместить ряд выходных щелей, то одновременно выделяется несколько узких интервалов длин волн. Такой прибор называют **полихроматором**. Если к тому же за каждой выходной щелью полихроматора установить отдельные ОЭИП, одновременно регистрирующие потоки соответствующих спектральных интервалов, то получится **многоканальный спектрометр**. Прибор со многими выходными щелями, предназначенный для количественного спектрального анализа (как правило, по измерениям интенсивности отдельных линий излучения), получил название **квантометра**. Положение щелей на фокальной поверхности полихроматора может быть как фиксированным, так и регулируемым.

Свойства оптической системы спектрального прибора зависят также от применяемого диспергирующего элемента. В современных приборах спектральное разложение излучения осуществляется: а) призмами; б) плоскими отражательными дифракционными решетками; в) вогнутыми дифракционными решетками. Область применения призм ограничивается прозрачностью и дисперсией используемых материалов. Плоские решетки используются во всех областях спектра, вогнутые — преимущественно в ультрафиолетовой.

Кроме призм и дифракционных приборов, существует обширный класс спектрометров, действие которых основано на интерференции света. К ним относятся хорошо известные интерферометр Фабри–Перо, пластинки Люммера, эшелон Майкельсона, а также недавно созданные спектрометр с интерференционной амплитудной селективной модуляцией (сисам) и фурье-спектрометр.

Сисам — это двухлучевой интерферометр, в котором плоские зеркала заменены дифракционными решетками. При линейном изменении разности хода лучей двух интерферирующих пучков периодически изменяется освещенность в интерференционной картине в плоскости выходного отверстия и тем самым осуществляется амплитудная модуляция излучения в узкой спектральной области. Это модулированное излучение регистрируется ОЭИП. Изменение регистрируемой длины волны осуществляется, как и в обычных щелевых спектрометрах, медленным вращением решеток.

Фурье-спектрометр — не что иное, как интерферометр Майкельсона с обычными зеркалами, на выходе которого, при линейном изменении разности хода двух пучков, каждое монохроматическое излучение модулируется с частотой, пропорциональной частоте излучения. Типичная оптическая схема интерферометра, применяемого в фурье-спектрометре, изображена на рис. 8.2. Регистрируемый приемником сложный сигнал представляет собой преобразование Фурье исследуемого спектра. Спектральный состав излучения

определяется путем обратного преобразования Фурье с помощью ЭВМ. Здесь, в отличие от сисама и обычных спектрометров, информация обо всем спектре получается, как и в спектрографе, одновременно.

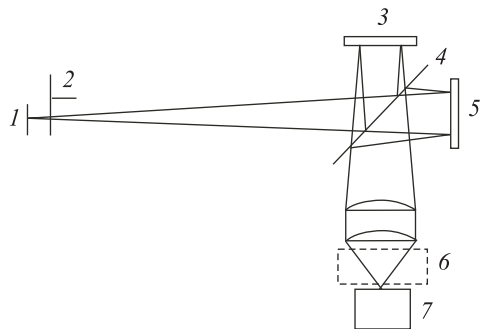


Рис. 8.2. Оптическая схема интерферометра: 1 — источник; 2 — модулятор; 3 — подвижное зеркало; 4 — светоделитель; 5 — неподвижное зеркало; 6 — отделение для образцов; 7 — приемник

регистрирует излучение, принадлежащее тем более узкому интервалу длин волн, чем меньше элементы растров. Модуляция осуществляется, например, периодическим смещением изображения входного раstra относительно выходного.

В отличие от «классических» щелевых спектральных приборов с призмами и дифракционными решетками, где диспергирующее устройство осуществляет **пространственное** разделение монохроматических составляющих исследуемого излучения, в сисае, фурье-спектрометре и растровых приборах на приемник может попадать излучение, принадлежащее широкому спектральному интервалу, и анализ его спектрального состава производится благодаря использованию того или иного способа модуляции потока излучения.

Приборы с интерференционной и растровой модуляцией излучения позволяют, при такой же разрешающей способности, получать большие потоки, чем «классические» щелевые спектрометры. Это особенно важно для работы в ИК области спектра, где малая яркость источников и недостаточная чувствительность ОЭИП часто ограничивают применение классических схем. Именно в этой области развитие новых направлений в спектральном приборостроении, особенно фурье-спектрометрии, оказалось наиболее перспективным [58], однако и спектрометры с традиционными диспергирующими элементами по-прежнему служат универсальными средствами количественного спектрального анализа излучений [20].

8.2. Монохроматор как основа спектрального прибора

Большой вклад в теорию и практику спектральных измерений внес отечественный ученый М. И. Эпштейн, много лет проработавший во ВНИИОФИ. Его монография [20] является настольной книгой специалистов в области оптической радиометрии.

Цитируя [20], рассмотрим основные характеристики монохроматора, в равной степени присущие призмным и дифракционным приборам.

Поток излучения, идущий из выходной щели монохроматора, при освещении входной щели источником сплошного спектра может быть определен следующим образом. Если спектральное распределение яркости источника или его изображения на входной щели прибора равно L_λ , то поток в спектральном интервале $d\lambda$, падающий на коллиматорный объектив прибора, определяется произведением яркости $L_\lambda d\lambda$ на площадь щели и на телесный угол, под которым виден из щели объектив:

$$d\Phi_\lambda^{\text{пад}} = L_\lambda d\lambda ah \frac{Q_1}{f_1^2}. \quad (8.1)$$

Здесь a и h — ширина и высота входной щели; Q_1 и f_1 — площадь и фокусное расстояние коллиматорного объектива.

Пройдя через оптическую систему монохроматора, поток будет ослаблен потерями в ней и станет равным

$$d\Phi_\lambda^{\text{прош}} = L_\lambda d\lambda ah \frac{Q_1}{f_1^2} \tau_\lambda, \quad (8.2)$$

где τ_λ — пропускание прибора для длины волны λ .

За счет разложения излучения в спектр каждая точка изображения входной щели в фокальной поверхности камерного объектива растянется в отрезок, длина которого пропорциональна спектральному интервалу $d\lambda$ и **дисперсии** прибора. Последняя является мерой расхождения лучей различных длин волн. **Угловая дисперсия** определяется выражением $d\alpha/d\lambda$, где α — угол отклонения луча диспергирующей системой прибора (призмой, системой призм или решеткой). **Линейная дисперсия** служит мерой расхождения изображений входной щели в фокальной поверхности. Она равна $dl/d\lambda$, где l — расстояние, отсчитываемое в фокальной поверхности вдоль спектра ¹⁾. Угловая и линейная дисперсия связаны простым соотношением:

$$\frac{dl}{d\lambda} = f_2 \frac{d\alpha}{d\lambda}, \quad (8.3)$$

где f_2 — фокусное расстояние объектива камеры.

Таким образом, каждая точка входной щели изображается в фокальной поверхности отрезком:

$$dl = \frac{dl}{d\lambda} d\lambda = f_2 \frac{d\alpha}{d\lambda} d\lambda. \quad (8.4)$$

Выходная щель прибора вырезает из спектра, лежащего в фокальной поверхности, часть Φ_λ , пропорциональную ширине этой щели a' и обратно пропорциональную dl :

$$\Phi_\lambda = \frac{a' d\Phi_\lambda^{\text{прош}}}{dl} = L_\lambda \tau_\lambda \frac{Q_1}{f_1^2 f_2} \frac{d\lambda}{d\alpha} aa'h. \quad (8.5)$$

¹⁾ На практике часто пользуются обратной линейной дисперсией $d\lambda/dl$, выраженной в Å/мм или нм/мм.

Если излучение выделяемой длины волны проходит призму под углом наименьшего отклонения, т.е. $i_1 = i_2$ (рис. 8.3), то действующие площади первого и второго объективов равны:

$$Q_2 = Q_1 = Q. \quad (8.6)$$

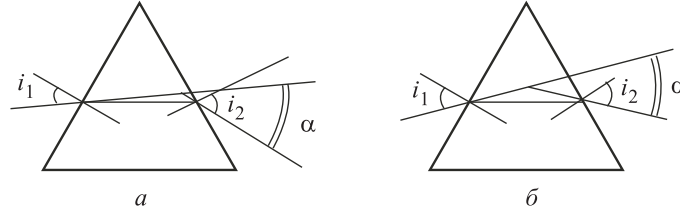


Рис. 8.3. Прохождение луча через призму: а — в общем случае; б — под углом наименьшего отклонения

Отношение высоты выходной щели к высоте входной есть **увеличение** прибора k , и оно равно отношению фокусных расстояний объективов ¹⁾:

$$k = \frac{h'}{h} = \frac{f_2}{f_1}. \quad (8.7)$$

Учтя выражения (8.6) и (8.7), можно выходящий из монохроматора поток представить в таком виде:

$$\Phi_\lambda = L_\lambda \tau_\lambda \frac{Q}{f_2^2} \frac{d\lambda}{d\alpha} \frac{a}{f_1} a' h'. \quad (8.8)$$

Обычно в монохроматорах увеличение $k = 1$, т.е. $f_1 = f_2 = f$ и $h' = h$. Тогда

$$\Phi_\lambda = L_\lambda \tau_\lambda \frac{Q}{f^2} \frac{d\lambda}{d\alpha} \frac{h}{f} a a', \quad (8.9)$$

или, с учетом (8.3),

$$\Phi_\lambda = L_\lambda \tau_\lambda \frac{Q}{f^2} \frac{d\lambda}{dl} h a a'. \quad (8.10)$$

Выше говорилось, что оптическая система прибора вносит aberrации в изображение входной щели, которые приводят к некоторому «размытию» и искажению формы этого изображения. Кроме этого, из-за дифракции света каждая точка изображается световым пятном, величина которого оценивается так называемым **кружком рассеяния**, что также дает расширение изображения. Выражения (8.5), (8.8)–(8.10) выведены в предположении, что aberrационным и дифракционным расширениями можно пренебречь. Это верно для большей части случаев, встречающихся на практике; кроме того, некоторое расширение изображения, ухудшая чистоту спектра, не меняет рассмотрения по существу.

¹⁾ Регулируется высота только одной (обычно входной) щели, и высота второй щели определяется высотой изображения первой.

Основным допущением, сделанным при выводе выражений (8.5), (8.8)–(8.10), является предположение, что значения ширины щелей a и a' достаточно малы, чтобы в пределах пропускаемого спектрального интервала можно было пренебречь изменениями величин, зависящих от длины волны: L_λ , τ_λ , $d\alpha/d\lambda$ ¹⁾. Остановимся на связанных с этим вопросах.

Спектральный интервал, выделяемый монохроматором, определяется значениями ширины входной и выходной щелей и линейной дисперсией. Рассмотрим все возможные случаи: щели равны друг другу, выходная щель шире и выходная щель уже входной. Для простоты примем увеличение равным 1; в любом другом случае все выводы остаются верными, если вместо истинной ширины входной щели рассматривать ширину ее изображения в плоскости выходной щели.

При равенстве щелей (рис. 8.4 а) изображение входной щели, соответствующее той длине волны, на которую установлен монохроматор, полностью пройдет через выходную щель (абберационным и дифракционным расширением пренебрегаем).

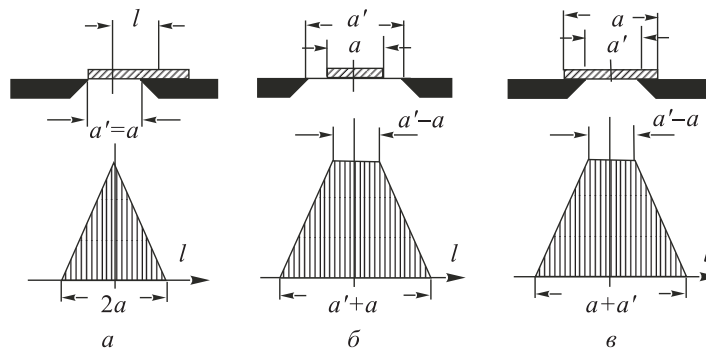


Рис. 8.4. Спектральный интервал, выделяемый монохроматором при различных относительных значениях ширины щелей: а — выходная щель равна входной; б — выходная щель шире входной; в — выходная щель уже входной

Кроме этого, выходной щелью частично будут пропущены изображения, соответствующие соседним длинам волн и смещенные в обе стороны относительно выходной щели. Доля света, срезанная краями выходной щели, будет пропорциональна смещению изображения и станет равной нулю для положений, смещенных на ширину щели. Таким образом, пропущенный спектр можно представить в виде равнобедренного треугольника, вершина которого лежит на установленной длине волны, а основание равно интервалу длин волн, соответствующему удвоенной ширине щели:

$$\Delta\lambda = 2a \frac{d\lambda}{dl}. \quad (8.11)$$

При выходной щели, более широкой, чем входная ($a' > a$, рис. 8.4 б), полностью будет пропущен интервал длин волн, соответствующий участку спектра

¹⁾ Изменяются с длиной волны и другие величины, например фокусное расстояние объектива f .

длиной $a' - a$, а полная ширина пропущенного интервала будет определяться величиной $a' + a$:

$$\Delta\lambda = (a' + a) \frac{d\lambda}{dl}. \quad (8.12)$$

Аналогичная картина получится в обратном случае, когда $a' < a$ (рис. 8.4 в). Здесь в интервале положений $a - a'$ выходной щелью будет пропущена одна и та же доля изображения входной щели, а полная ширина интервала будет соответствовать $a + a'$.

Если, как это часто бывает удобно, оценивать спектральный интервал средним значением его ширины или так называемой **полушириной**, т. е. шириной на уровне, равном половине максимального, то для всех трех случаев можно сказать, что пропущенный интервал определяется шириной большей из щелей:

$$\Delta\lambda_{\text{ср}} = a_{\text{макс}} \frac{d\lambda}{dl}. \quad (8.13)$$

При заданной величине спектрального интервала, максимальный поток излучения пропускается монохроматором при равенстве ширины входной и выходной щели ¹⁾. Поэтому, когда нет каких-либо дополнительных соображений, такой режим предпочтителен при работе монохроматора с источником сплошного спектра.

Вопрос о допустимой ширине щелей определяется характером исследуемого спектра. Очевидно, что, если в пределах выделенного щелями спектрального интервала зависящие от длины волны величины (например, чувствительность приемника) практически не изменяются — щели достаточно узки, полученные данные могут быть отнесены к установленной длине волны. Однако такое жесткое условие не является необходимым: для получения правильных результатов достаточно, чтобы среднее значение спектральной величины в пропускаемом интервале совпадало со значением для установленной длины волны. Сказанное иллюстрируется рис. 8.5. На рис. 8.5 а получается правильный результат — ордината равновеликого прямоугольника совпадет

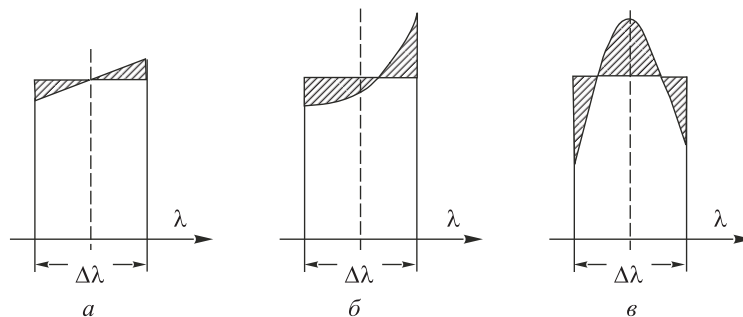


Рис. 8.5. Влияние ширины щели на измеряемую спектральную величину: а — щель достаточно узка; б и в — щель слишком широка

¹⁾ Это можно показать, решив задачу на максимум, но это понятно также из простых физических соображений.

с ординатой на установленной длине волны; на рис. 8.5 б–в данные искажаются. Если эти искажения не очень велики, возможно введение в результаты графо-аналитических поправок на ширину щелей; если измеряемая энергия не слишком мала, проще устанавливать узкие щели.

При работе с линейчатым спектром ширина выходной щели выбирается таким образом, чтобы через нее прошло все излучение установленной линии; таким образом, она должна быть шире входной как из-за конечной спектральной ширины линии, так и из-за дифракционного и абберационного расширения изображения. Возможен обратный прием: ширина входной щели выбирается большей, чем выходной, настолько, что дальнейшее ее увеличение не приводит к росту выходящего из прибора потока. Поток излучения, выходящий из монохроматора в случае линейчатого спектра, определится выражением

$$\Phi_{\lambda} = L_{\lambda} \tau_{\lambda} \frac{Q}{f^2} h a, \quad (8.14)$$

где L_{λ} — лучистая яркость выделенной линии; a — ширина меньшей из щелей.

Рассмотрим характеристики монохроматора, вошедшие в выражения для выделяемого потока излучения.

Отношение Q/f^2 называется **светосилой** прибора. Это телесный угол, определяющий используемый монохроматором поток излучения.

Дисперсия прибора тесно связана с важнейшей характеристикой — **разрешающей силой**. Разрешающая сила определяет способность прибора разделять две близко лежащие длины волн. Ее принято выражать величиной

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}, \quad (8.15)$$

где $\delta\lambda$ — предельно малый разрешимый интервал при длине волны λ .

Теоретический предел разрешающей силы определяется дифракцией излучения; за счет дифракционного размытия изображений нельзя различить две слишком близко лежащих спектральных линии. Для призмы разрешающая сила равна

$$R = L \frac{dn}{d\lambda}, \quad (8.16)$$

где L — длина основания призмы или сумма длин, если призм несколько ¹⁾; $dn/d\lambda$ — дисперсия показателя преломления материала призмы.

Эта величина определяет также угловую дисперсию призмы. Для призмы с углом при вершине 60° (такие призмы или основанные на них комбинации наиболее употребительны) угловая дисперсия в условиях наименьшего отклонения равна

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{2}{\sqrt{4 - n^2}} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (8.17)$$

При наличии нескольких призм в приборе, их дисперсии складываются.

¹⁾ Точнее, L — разность длин, проходимых в призме крайними лучами пучка; если, как это обычно бывает, один из них проходит у основания, а другой — у самой вершины призмы, разность путей равна длине основания.

Если дисперсия излучения в призме происходит за счет различия показателей преломления для разных длин волн, то диспергирующее действие дифракционной решетки основано на зависимости от длины волны положения дифракционных максимумов для излучения, прошедшего сквозь решетку или отраженного ею.

В настоящее время применяются главным образом отражательные решетки, образуемые равноотстоящими параллельными штрихами, нанесенными резцом на зеркальном алюминиевом слое. Число штрихов на 1 мм в зависимости от области спектра и условий применения колеблется от нескольких единиц до 1200, а общее число штрихов в решетке доходит до 100 000 и более.

Дифракционные максимумы образуются в тех направлениях, в которых разность хода для лучей, дифрагирующих от соседних штрихов, равна целому числу волн, поскольку лучи, дифрагирующие на соседних элементах, когерентны и интерферируют. Таким образом, максимумы имеют место в направлениях, для которых

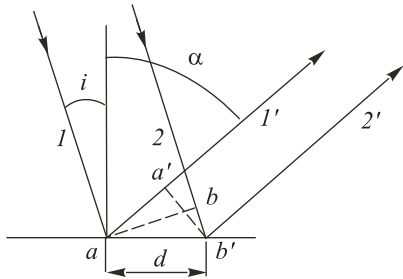
$$\Delta = k\lambda, \quad (8.18)$$

где Δ — разность хода; k — целое число, равное числу длин волн, укладывающихся в разность хода, и называемое порядком спектра.

Из рис. 8.6. можно видеть, что

$$\Delta = d \sin i - d \sin \alpha = d(\sin i - \sin \alpha), \quad (8.19)$$

где d — расстояние между штрихами, называемое постоянной решетки; i — угол падения на решетку; α — угол дифракции.



Из (8.18) следует, что в одном и том же направлении наблюдаются максимумы для всех длин волн, для которых выполняется условие

$$k_1 \lambda_1 = k_2 \lambda_2 = k_3 \lambda_3. \quad (8.20)$$

Если, например, для спектра первого порядка (разность хода между лучами от соседних штрихов равна одной длине волны) данное направление соответствует максимуму для длины волны 900 нм, то в этом же направлении будет иметь место максимум для длины волны 450 нм спектра второго порядка, 300 нм — спектра третьего порядка

Рис. 8.6. Схема работы дифракционной решетки: i — угол падения; α — угол дифракции; d — постоянная решетки; разность хода лучей 1-1' и 2-2', дифрагирующих от соседних штрихов, равна $aa' - bb'$

и т. д. Для отделения спектров разных порядков друг от друга при работе с дифракционными приборами применяются светофильтры или дополнительные диспергирующие элементы.

Угловая дисперсия решетки определяется путем дифференцирования выражения (8.19):

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \alpha}. \quad (8.21)$$

Если спектр наблюдается в направлении, близком к нормали, то $\cos \alpha \approx 1$, и

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} \approx \frac{k}{d}. \quad (8.22)$$

В таких приборах дисперсия почти не зависит от длины волны. Постоянство дисперсии является несомненным преимуществом дифракционных приборов перед призмными, дисперсия которых в пределах их спектрального диапазона меняется во много раз.

Разрешающая сила решетки равна

$$R = kN, \quad (8.23)$$

где N — общее число штрихов.

Выбор порядка спектра для работы определяется многими условиями. Чем выше порядок, тем больше дисперсия и разрешающая способность, но тем труднее избавиться от спектров других порядков. Кроме того, с увеличением порядка быстро падает приходящаяся на него энергия. С последним обстоятельством можно бороться, применяя решетки со специальным профилем штриха, который обеспечивает отражение максимальной энергии в спектре выбранного порядка.

На практике как в призмных, так и в дифракционных приборах теоретическая разрешающая сила используется далеко не всегда, и предел часто кладется невозможностью надежно установить очень узкие щели. Очевидно, что реально достигаемая разрешающая способность и в этом случае пропорциональна дисперсии прибора.

Пропускание монохроматора ограничивается не только поглощением в оптических средах, но и потерями на отражение, а также **виньетированием** — частичным срезанием пучков излучения при прохождении их через прибор. Все эти составляющие существенно меняются в зависимости от длины волны, и коэффициент пропускания прибора — отношение прошедшего потока данной длины волны к вошедшему в прибор — в пределах рабочего диапазона может меняться во много раз.

Коэффициент пропускания зависит от поляризации входящего в монохроматор излучения. Его значение для естественного света может быть определено как среднее из коэффициентов для взаимно перпендикулярных направлений поляризации.

Проведенное достаточно краткое, но, вместе с тем, обстоятельное рассмотрение монохроматора позволяет в дальнейшем без лишних комментариев описывать измерительные задачи, решаемые с использованием спектрофотометров и спектрометров, основной частью которых является монохроматор.

8.3. Промышленные спектрометры

В качестве примера, иллюстрирующего современный уровень фурье-спектрометрии, в табл. 8.1 ¹⁾ приведены основные технические характеристики фурье-спектрометров фирмы Bruker Analytic GmbH, Германия, предназначенных для регистрации и исследований оптических спектров в ИК диапазоне

¹⁾ Заимствована из журнала «Мир измерений», 2002, № 1.

Таблица 8.1. Основные технические характеристики фурье-

Характеристика	IFS28B	IFS28N	IFS28P	IFS55
Спектральный диапазон (базовое исполнение), $\text{мкм}/\text{см}^{-1}$	2,0...25/ 5000...400	0,8...1,9 12500...5300	1,66...25/ 6000...400	1,33...27/ 7500...370
Спектральный диапазон (возможность расширения), $\text{мкм}/\text{см}^{-1}$	—	0,65...3,0/ 15000...3300	—	0,64...200/ 15500...50
Максимальное разрешение спектральное (базовое исполнение), см^{-1}	1,0	8,0	2,0	0,5
Максимальное разрешение спектральное (возможность расширения), см^{-1}	—	2,0	—	0,2
Предел допускаемого СКО случайной составляющей абсолютной погрешности шкалы волновых чисел, см^{-1}	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$
Предел допускаемой систематической составляющей абсолютной погрешности шкалы волновых чисел, см^{-1}	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$
Максимальная скорость сканирования (при разрешении 8 см^{-1}), $\text{скан}/\text{с}$	2	2	2	2
Максимальная скорость сканирования (возможность расширения), $\text{скан}/\text{с}$ (при разрешении 8 см^{-1}) / (при разрешении 12 см^{-1})	20/50	20/50	20/50	20/50
Отношение сигнал/шум (peak-to-peak) при регистрации спектров поглощения, время накопления 5 с (спектральная область, разрешение), см^{-1} , не менее	3000 (2100... 2200 см^{-1} , 4 см^{-1})	10000 (6000... 610 см^{-1} , 8 см^{-1})	3000 (2100... 2200 см^{-1} , 4 см^{-1})	6000 (2100... 2200 см^{-1} , 4 см^{-1})
Напряжение питания переменного тока, В	$220^{+10}_{-15} \%$	$220^{+10}_{-15} \%$	$220^{+10}_{-15} \%$	$220^{+10}_{-15} \%$
Потребляемая мощность, В·А	400	400	400	400
Габаритные размеры, мм^3	$700 \times 560 \times$ $\times 240$	$700 \times 560 \times$ $\times 240$	$700 \times 560 \times$ $\times 240$	$700 \times 560 \times$ $\times 240$
Масса, кг	40	40	40	40
Температура окружающего воздуха, $^{\circ}\text{C}$	10...35	10...35	10...35	10...35
Относительная влажность окружающего воздуха при $t=25^{\circ}\text{C}$, %	20...80	20...80	20...80	20...80
Атмосферное давление, кПа	84...106,7	84...106,7	84...106,7	84...106,7
Примечание. Для фурье спектрометра RFS 100 длина волны возбуждающего лазера антистоксовские компоненты — 100...2000 см^{-1} .				

спектрометров фирмы Bruker Analytik GmbH, Германия

IPS55/S	Vector 22	Vector 33	Vector 22/N	P1D22	RFS100*
1,33... 27/ 7500... 370	1,33... 27/ 7500... 370	1,33... 27/ 7500... 370	0,8... 1,9/ 12500... 5300	1,66... 25/ 6000... 400	0,66... 1,4/ 15000... 7000
0,64... 200/ 15500... 50	—	0,65... 27/ 1500... 370	0,65... 2,5/ 15500... 4000	—	—
0,5	1,0	0,6	1,0	2,0	4,0
0,2	0,5	0,3	0,5	—	1,0
±0,01	±0,01	±0,01	±0,01	±0,01	±0,01
±0,1	±0,1	±0,1	±0,1	±0,1	±0,1
2	2	2	2	2	2
20/50	8/—	8/8	8/—	20/—	8/—
6000 (2100... 2200 см ⁻¹ , 4 см ⁻¹)	4000 (2100... 2200 см ⁻¹ , 4 см ⁻¹)	6000 (2100... 2200 см ⁻¹ , 4 см ⁻¹)	1000 (6000... 6100 см ⁻¹ , 4 см ⁻¹)	4000 (2100... 2200 см ⁻¹ , 4 см ⁻¹)	—
220 ^{+10 %} _{-15 %}	220 ^{+10 %} _{-15 %}	220 ^{+10 %} _{-15 %}	220 ^{+10 %} _{-15 %}	220 ^{+10 %} _{-15 %}	220 ^{+10 %} _{-15 %}
400	400	165	400	400	400
700 × 560 × × 240	645 × 360 × × 260	645 × 365 × × 300	645 × 360 × × 260	360 × 503 × × 247	700 × 800 × × 242
40	40	25	40	18	40
10... 35	10... 35	10... 35	10... 35	10... 35	10... 35
20... 80	20... 80	20... 80	20... 80	20... 80	20... 80
84... 106,7	84... 106,7	84... 106,7	84... 106,7	84... 106,7	84... 106,7

1,06 мкм. Область регистрации спектров КР: стоксовские компоненты — 3500... 70 см⁻¹,

длин волн, а также для проведения количественного анализа и контроля качества продукции в химической, нефтехимической, фармацевтической, пищевой, парфюмерной и др. отраслях промышленности. Приборы позволяют осуществлять экологический контроль, криминалистическую и другие виды экспертиз в соответствии с методиками выполнения измерений, утвержденными в установленном порядке. Они зарегистрированы в Государственном реестре средств измерений под номером 10382 и допущены к применению в Российской Федерации.

Часть IV

**ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЕДИНСТВА ИЗМЕРЕНИЙ
РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ
И ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН,
ХАРАКТЕРИЗУЮЩИХ НЕКОГЕРЕНТНОЕ
ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ**

Обеспечение единства измерений (ОЕИ) в любой области измерений невозможно переоценить. Оно играет главенствующую роль при решении проблемы обеспечения качества не только товаров и услуг, но и процессов, протекающих во всех сферах человеческой деятельности. Расширение научно-технических и экспортно-импортных контактов и связей нашей страны с наиболее развитыми в экономическом отношении иностранными государствами придает еще большую актуальность созданию и совершенствованию систем ОЕИ во всех областях измерений, в т. ч. в фотометрии и радиометрии оптического излучения.

Базисом системы ОЕИ в любой области измерений служат эталонная база страны и регламентируемый порядок воспроизведения и передачи до уровня РСИ размеров единиц соответствующих величин. На первый взгляд, после ознакомления с универсальными в оптической радиометрии техническими средствами представляется логичным переход к методикам и примерам выполнения технических измерений. Однако ни одно участвующее в измерениях техническое средство не является СИ, пока не получит размер единицы от вышестоящего по поверочной схеме СИ, т. е. от разрядного или вторичного эталона, что осуществляется путем поверки или калибровки.

Поэтому описание системы ОЕИ в области оптической радиометрии некогерентного излучения мы начнем с отечественной эталонной базы, на которой основано воспроизведение единиц энергетических и световых величин, рассмотрим методики исследований фотометров и радиометров и приведем примеры, иллюстрирующие методики выполнения измерений и обработки их результатов.

Глава 9

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ЕДИНИЦ И ЭТАЛОННЫХ ШКАЛ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН И ПЕРЕДАЧА ИХ РАЗМЕРОВ В РОССИИ

9.1. Основы российской системы обеспечения единства измерений

В мировой метрологической практике в области оптической радиометрии созданию эталонов предшествовали тщательные метрологические исследования и международные сличения таких основополагающих устройств, как ВМЧТ, эталонные лампы, трап-детекторы, эталонные фотометры и КАР. Затем на их основе разрабатывались национальные фотометрические, радиометрические и спектрометрические эталоны, а также воспроизводились эталонные шкалы не только фотометрических и радиометрических единиц, но и термодинамическая (радиационная) высокотемпературная шкала.

Наконец, в последнее десятилетие появлялись и реализовывались идеи комплектации эталонов и воспроизведения шкал на основе, в первую очередь, ВМЧТ и КАР. Таким образом, в эталонной фотометрии и радиометрии некогерентного оптического излучения были провозглашены два не только альтернативных, но и непрерывно конкурирующих подхода к воспроизведению и передаче размеров единиц: излучательный и детекторный. Под первым

из них подразумевается воспроизведение единиц и шкал на базе расчетного источника излучения, т. е. ВМЧТ, а под вторым — на основе эталонного ОЭИП с обмоткой замещения. Наилучшим ОЭИП для реализации детекторного подхода в последнее десятилетие признан КАР.

Отечественная метрологическая школа в области оптической радиометрии с середины 80-х годов была ориентирована на оба подхода к созданию и развитию системы ОЕИ: излучательный и детекторный. Именно во ВНИИОФИ в середине 70-х годов появились первые эталонные ВМЧТ и началась разработка комплексов эталонов, воспроизводящих и передающих размеры единиц радиометрических, спектрорадиометрических и фотометрических величин, характеризующих полихроматическое (некогерентное) оптическое излучение. Базирование эталонов на ВМЧТ имело очевидные преимущества, поскольку передачи размеров единиц идентичным по интенсивности и спектральному составу эталонным лампам и МЧТ позволили существенно сократить спектральные составляющие погрешности.

Вместе с тем, стало очевидным, что при использовании ВМЧТ в области спектра 0,25–3,0 мкм, использование пирометров ($T > 2500$ К) сопряжено с большими погрешностями измерений рабочих температур излучающих полостей. Это обстоятельство дало толчок становлению и развитию во ВНИИОФИ с начала 80-х годов детекторного подхода к системе ОЕИ в отечественной оптической радиометрии. На базе разработанных и тщательно метрологически исследованных прецизионных ФГ были созданы эталонные фотометры, фильтровые радиометры (ФР) и трап-детекторы, что позволило значительно повысить точность измерений высокой термодинамической температуры радиационным методом, а также реализовать детекторный подход при воспроизведении фотометрических единиц и подготовить современную отечественную эталонную базу к калибровке по КАР. Разработанный во ВНИИОФИ параметрический ряд МЧТ, работающих при фиксированных и переменных температурах, позволил реализовать концепцию комплектации эталонов и создания единой системы воспроизведения и передачи размеров единиц с использованием эталонных ИП.

Становление отечественной эталонной базы в области оптической радиометрии началось в 70-х годах.

В 1977 г. в СССР под научным руководством проф. Л. Н. Самойлова был создан Государственный специальный эталон единицы спектральной плотности энергетической яркости (ГСЭ СПЭЯ) непрерывного оптического излучения в диапазоне длин волн 0,25–2,5 мкм. Под руководством проф. В. И. Саприцкого в 1981 г. был создан Государственный первичный эталон единиц СПЭЯ, СПЭО и СПСИ в диапазоне длин волн 0,22–10,6 мкм, а в 1989 г. — Государственный первичный радиометрический эталон (ГПЭ-Р) для воспроизведения и передачи размеров единиц следующих величин:

- спектральной плотности энергетической яркости (СПЭЯ), $L_{e,\lambda}(\lambda)$;
- спектральной плотности силы излучения (СПСИ), $I_{e,\lambda}(\lambda)$;
- спектральной плотности энергетической освещенности (СПЭО), $E_{e,\lambda}(\lambda)$, в диапазоне длин волн (0,25–25) мкм;
- силы излучения I_e ;
- энергетической освещенности (ЭО), E_e , в диапазоне длин волн (0,2–25) мкм.

При создании единого радиометрического эталона было решено с его помощью воспроизводить единицы радиометрических величин, характеризующих как источники, так и приемники излучения. Важной проблемой являлось использование в эталонах минимального количества ЭОИП и ОЭИП, базирующихся на фундаментальных физических законах. В созданном во ВНИИОФИ едином радиометрическом эталоне используется комплекс, состоящий из МЧТ и АР. Специальные измерительные установки позволяют передавать размеры единиц вторичным источникам излучения — МЧТ, ленточным и галогенным лампам накаливания, а также неселективным приемникам излучения [4в].

Структурная схема воспроизведения и передачи размеров единиц радиометрических и спектрометрических величин в диапазоне длин волн (0,2–25) мкм приведена на рис. 9.1.

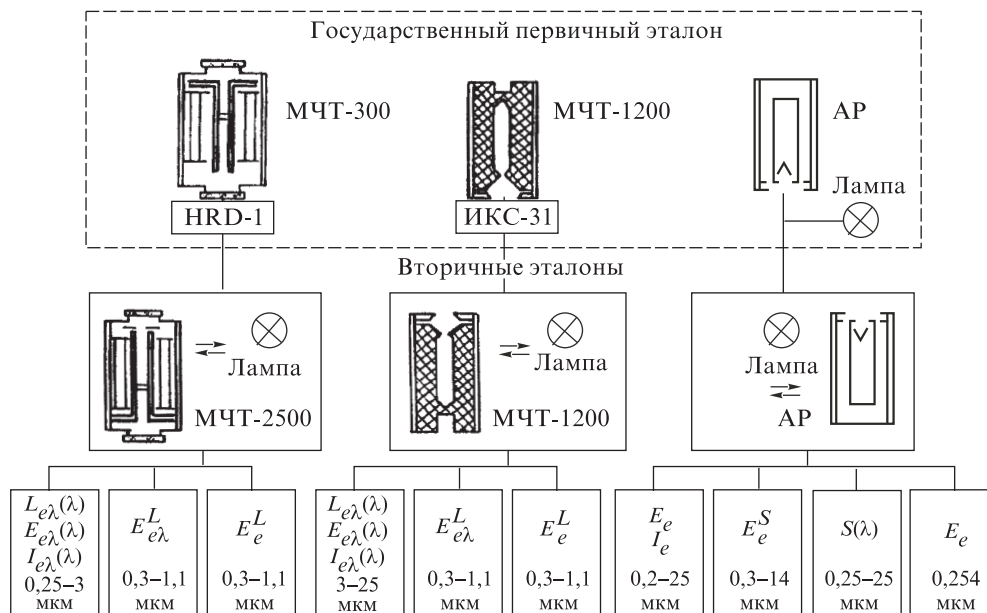


Рис. 9.1. Схема воспроизведения и передачи размеров единиц радиометрических и спектрометрических величин в диапазоне длин волн (0,2–25) мкм

Все единицы относятся к некогерентному излучению в диапазоне длин волн (0,25–25) мкм, для СПЭЯ, СПСИ и СПЭО, и в диапазоне длин волн (0,2–25) мкм для СИ¹⁾ и ЭО. Единицы воспроизводятся в следующих диапазонах:

СПЭЯ — от $1 \cdot 10^7$ до $1 \cdot 10^{12}$ Вт·ср⁻¹·м⁻³;
 СПСИ — от $1 \cdot 10^2$ до $1 \cdot 10^8$ Вт·ср⁻¹·м⁻¹;
 СПЭО — от $1 \cdot 10^2$ до $1 \cdot 10^8$ Вт·м⁻³;
 СИ¹⁾ — от $3,5 \cdot 10^1$ до $1 \cdot 10^2$ Вт·ср⁻¹;
 ЭО — от $1 \cdot 10^1$ до $2 \cdot 10^3$ Вт·м⁻².

¹⁾ Здесь СИ — сила излучения.

Воспроизведение единиц спектральных величин в эталоне базируется на ВМЧТ, излучение которой описывается законом Планка:

$$L_{e,\lambda}(\lambda, T) = \frac{\varepsilon_{\lambda}(\lambda) c_1}{[\pi n^2 \lambda^5 (\exp(c_2/n\lambda T) - 1)]},$$

где $\varepsilon_{\lambda}(\lambda)$ — излучательная способность ВМЧТ; λ — длина волны; c_1, c_2 — постоянные излучения; n — коэффициент преломления воздуха; T — термодинамическая температура полости МЧТ.

Для обеспечения достаточной интенсивности излучения в УФ и видимой областях спектра температура МЧТ должна лежать в пределах 2000–3000 К. Поэтому для воспроизведения единиц величин в диапазоне 0,25–3,0 мкм используются ВМЧТ типов МЧТ-3000 и МЧТ-2500. МЧТ-3000 выполнена из карбида ниобия и имеет рабочую температуру 1800–3000 К. МЧТ-2500 выполнена из графита, и ее рабочая температура составляет 1500–2500 К.

Использование ВМЧТ в ИК диапазоне длин волн нецелесообразно, так как повышение температуры не дает существенного увеличения интенсивности излучения в ИК области, однако резко увеличивает интенсивность излучения в более коротковолновой области, устранение которой становится серьезной проблемой.

Снижение рабочей температуры МЧТ дает существенные преимущества: позволяет работать на воздухе, т. е. отказаться от выходного окна, что особенно важно в ИК области, и проводить измерения температуры МЧТ контактным методом. Поэтому для воспроизведения единиц спектральных величин в области (3,0–25) мкм используется МЧТ-1200, работающая в диапазоне температур 800–1200 К. Излучающая полость МЧТ-1200 выполнена в виде тепловой трубы с натриевым теплоносителем.

Значение $\varepsilon_{\text{эф}}(\lambda)$, рассчитанное с помощью модифицированного метода Монте-Карло, для МЧТ-3000, в зависимости от длины волны, меняется от 0,9942 до 0,9995, для МЧТ-1200 — от 1,0001 до 0,9999.

Воспроизведение единиц интегральных величин базируется на полостном АР. Возможность размещения в едином вакуумном объеме МЧТ-3000 и АР позволяет сличать их между собой. На МЧТ-3000, МЧТ-2500, МЧТ-1200 и АР базируются радиометрическая и спектрометрическая шкалы во всех указанных выше спектральном и динамическом диапазонах.

В качестве компараторов при спектральных измерениях в диапазоне (0,25–3) мкм используется монохроматор HRD-1 фирмы «Жобен-Ивон» (Франция), в диапазоне 3–25 мкм — монохроматор ИКС-31, при интегральных измерениях — неселективные радиометры с конической приемной полостью и лампы накаливания. В качестве ВЭ используются различные типы МЧТ, ламп и радиометров.

При воспроизведении единиц спектрометрических величин с использованием ВМЧТ, важной задачей является наиболее точное определение температуры излучающей полости. Как показывает анализ, погрешность измерения температуры вносит основной вклад в погрешность воспроизведения спектрометрических величин. В этой связи серьезной проблемой является отличие термодинамической температурной шкалы от практической. Во ВНИИОФИ были проанализированы варианты абсолютных и относитель-

ных радиометрических методов измерений термодинамической температуры ВМЧТ.

Было установлено, что при использовании абсолютных методов первичным эталоном служит КАР. Погрешности измерений абсолютной СХ спектрометра или ФР, площади апертуры, $\varepsilon_{\text{эф}}$ ВМЧТ, а также дифракционные потери и пр. источники неопределенности измерений существенно снижают точность этих методов. Поэтому для воспроизведения радиометрических и спектрорадиометрических шкал на основе ВМЧТ во ВНИИОФИ было решено воспользоваться относительным методом.

Информации, содержащейся в формуле Планка, в принципе достаточно для определения спектральных компонент излучения без привлечения результатов пирометрии. Термодинамическую температуру ВМЧТ можно определить, например, путем измерения отношения $L_{e,\lambda}(\lambda_1, T_1)/L_{e,\lambda}(\lambda_1, T_2)$ и $L_{e,\lambda}(\lambda_2, T_1)/L_{e,\lambda}(\lambda_2, T_2)$ при длинах волн λ_1 и λ_2 и температурах T_1 и T_2 . Одна длина волны выбирается в видимой части спектра, а другая — в инфракрасной.

Другой способ был предложен и экспериментально проверен во ВНИИОФИ. Отношение $L_{e,\lambda}(\lambda, T_1)/L_{e,\lambda}(\lambda, T_2)$ определялось при одной длине волны λ в УФ или видимой областях спектра. Кроме того, бралось отношение суммарных потоков (мощностей) $P_1(T_1)/P_2(T_2)$ при двух температурах T_1 и T_2 . Измерения P_1 и P_2 выполнялись КАР (подробнее метод описан в следующем параграфе).

Основным достоинством относительных методов измерения радиационной температуры ВМЧТ является возможность определения ее СХ без использования таких первичных эталонов, как газовый термометр или КАР.

Высокоточная ВМЧТ ВНИИОФИ явилась эталонным ЭОИП и для системы ОЕИ световых величин. Фильтровые радиометры и трап-детекторы при наличии спектрорадиометра (или монохроматора) позволили воспроизводить шкалы абсолютной и относительной СХ, а высокостабильные $V(\lambda)$ -фильтры обеспечили возможность реализации прецизионных фотоэлектрических фотометров для передачи размеров единиц наиболее широко распространенных фотометрических величин: силы света, освещенности, яркости и светового потока (см. гл. 11).

Описанный концептуальный подход к построению в России первичного эталонного радиометрического комплекса позволил реализовать взаимосвязанную систему ОЕИ энергетических и световых величин, к рассмотрению фрагментов которой мы и приступаем.

9.2. Воспроизведение и передача вторичным эталонам спектрорадиометрических шкал и единиц

Для воспроизведения шкал СПЭЯ и СПЭО предстояло выбрать наиболее точный и удобный метод измерения радиационной температуры излучающей полости и разработать установки для воспроизведения единиц спектрорадиометрических величин.

Начнем с разработанного во ВНИИОФИ и упомянутого в конце предыдущего параграфа метода измерения радиационных температур ВМЧТ в ГПЭ-Р.

Рассмотрим отношения спектральных яркостей $L_{e,\lambda}(\lambda, T)$ и интегральных потоков $P(T_i)$ ВМЧТ при двух температурах T_1 и T_2 :

$$\begin{aligned} X &= \frac{L_{e,\lambda}(\lambda_1, T_2)}{L_{e,\lambda}(\lambda_1, T_1)} = \frac{\exp(c_2/\lambda_1 T_1 - 1)}{\exp(c_2/\lambda_1 T_2 - 1)}; \\ Y &= \frac{L_{e,\lambda}(\lambda_2, T_2)}{L_{e,\lambda}(\lambda_2, T_1)} = \frac{\exp(c_2/\lambda_2 T_1 - 1)}{\exp(c_2/\lambda_2 T_2 - 1)}; \\ Z &= \frac{P(T_1)}{P(T_2)} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^4. \end{aligned} \quad (9.1)$$

Любая комбинация двух функций из системы (9.1) позволяет определить значения T_1 и T_2 . Однако погрешность определения температур сильно зависит от выбора конкретной комбинации, кроме того, она зависит и от значений температур T_1 , T_2 и от длин волн.

Проведенный на ЭВМ расчет показал, что минимальная погрешность достигается при использовании системы уравнений, составленной из отношения X , измеренного в видимой области спектра, и отношения Z . В видимой области спектра при температурах 2000–3000 К справедливо приближение Вина, и систему уравнений можно записать в следующем виде:

$$X = \exp \left[\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \right]; \quad Z = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^4.$$

Отсюда

$$T_1 = \frac{[c_2(Z^{1/4} - 1)]}{[Z^{1/4} \lambda \ln(X)]}; \quad T_2 = \frac{[c_2(Z^{1/4} - 1)]}{[\lambda \ln(X)]}. \quad (9.2)$$

При этом

$$\frac{\Delta T_2}{T_2} = \left\{ \left[\frac{\Delta \lambda_1}{\lambda_1} \right] + \left[\frac{1}{4} \frac{Z^{1/4}}{(Z^{1/4} - 1)} \frac{\Delta Z}{Z} \right]^2 + \left[\frac{1}{\ln(X)} \frac{\Delta X}{X} \right]^2 + \left[\frac{\Delta c_2}{c_2} \right]^2 \right\}^{1/2}.$$

Метод определения температуры по отношению X и Z был использован при создании ряда эталонов, базирующихся на ВМЧТ, в том числе описываемого эталона.

Схемы установок в первом варианте для воспроизведения и передачи размеров единиц спектрорадиометрических величин показаны на рис. 9.2. Воспроизведение размера единицы $L_{e,\lambda}(\lambda)$ в видимой области осуществляется с помощью МЧТ-3000 (рис. 9.2 а). При этом в одном вакуумном объеме с МЧТ-3000 для измерения отношения интегральных потоков излучения находится радиометр, который можно вводить и выводить из потока излучения. Излучение МЧТ-3000, вышедшее из окна вакуумной камеры, а также излучение ленточной вольфрамовой лампы, используемой в качестве ВЭ, с помощью зеркального конденсора поочередно направляется на входную щель спектрометра.

Воспроизведение проводится в несколько этапов. Первоначально МЧТ-3000 выводится в температурный режим $T_1 \approx 1800$ К, и на нескольких длинах волн λ_i в области 0,4–0,7 мкм проводится измерение отношения

$$K_i(T_1) = \frac{L_{e,\lambda}(\lambda_i, T_1)}{L_{e,\lambda}^0(\lambda_i)},$$

где $L_{e,\lambda}^0(\lambda_i)$ — спектральная яркость ленточной лампы. Измерения отношения спектральной яркости ВМЧТ и ленточной лампы позволяют исключить временную нестабильность спектрометра и одновременно осуществить калибровку лампы.

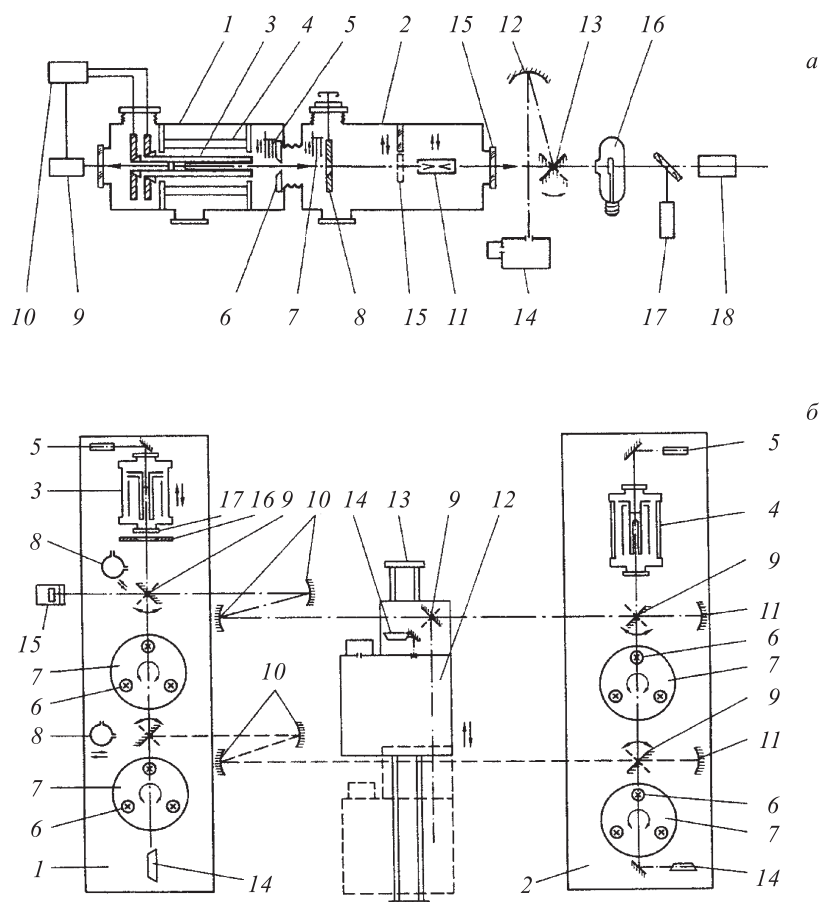


Рис. 9.2. Установка для воспроизведения и передачи размеров единиц спектрорадиометрических величин: а — воспроизведение размера единицы $L_{e,\lambda}(\lambda)$ в видимой области спектра; б — воспроизведение размеров единиц $L_{e,\lambda}(\lambda)$ и $E_{e,\lambda}(\lambda)$ в диапазоне длин волн (0,25–3) мкм

Затем на оптическую ось выводится радиометр и измеряется интегральный поток излучения $P(T_1)$. После этого температура МЧТ-3000 поднимается до 2500–3000 К, и измеряется поток $P(T_2)$, после чего радиометр выводится

с оптической оси и измеряется отношение

$$K_i(T_2) = \frac{L_{e,\lambda}(\lambda_i, T_2)}{L_{e,\lambda}^0(\lambda_i)}.$$

Наконец, подставляя в выражение (9.2) экспериментальные значения $X_i = K_i(T_i)/K_i(T_1)$ и $Z = P(T_2)/P(T_1)$, получаем систему уравнений, решая которую с использованием метода наименьших квадратов, находим значения T_1 и T_2 .

Теперь, зная температуру МЧТ-3000 и используя $K_i(T_i)$, рассчитываем СПЭЯ $L_{e,\lambda}^0(\lambda)$ вторичного эталона. Эксперимент повторяется несколько (порядка десяти) раз, и окончательные значения $L_{e,\lambda}^0(\lambda)$ выбираются как средние по всей серии.

Для воспроизведения размера единицы СПЭЯ в остальных участках спектрального диапазона от 0,25 до 3 мкм и размера единицы СПЭО и передачи размеров этих величин в эталоне, на момент его введения в эксплуатацию в 1989 г., использовалась установка, показанная на рис. 9.2 б, и МЧТ-2500. При этом температура МЧТ-2500 измерялась с помощью эталонной ленточной лампы, откалиброванной предварительно в единицах СПЭЯ по МЧТ-3000.

Высокотемпературная МЧТ является равноярким источником, и использование ее для воспроизведения $E_{e,\lambda}(\lambda)$ имеет определенные преимущества перед галогенной лампой. Однако при этом необходимо обеспечить от ВМЧТ достаточный уровень энергетической освещенности.

Для обеспечения необходимой точности измерений во ВНИИОФИ была применена специальная методика. В соответствии с ней на первом этапе измерялись относительные спектральные распределения излучений МЧТ-2500 и ВЭ (обычно галоидно-вольфрамовой лампы). При этом МЧТ-2500 устанавливалась в непосредственной близости от входной диафрагмы ИС, изготовленной из политетрафлуорэтилена. Расстояние от апертурной диафрагмы ВМЧТ до входной диафрагмы ИС составило 200 мм. Для увеличения энергетической освещенности апертурная диафрагма устанавливалась внутри вакуумной камеры МЧТ-2500, что позволяло увеличить ее площадь.

На втором этапе вне вакуумной камеры МЧТ-2500 устанавливалась прецизионная диафрагма и осуществлялась операция абсолютизации значения измеренной освещенности в диапазоне длин волн 0,5–0,6 мкм.

Установка (рис. 9.2 б) представляет собой два параллельных оптических стенда 1 и 2 длиной 4 м, между которыми на специальных направляющих перемещается спектрометр 12 типа HRD-1 фирмы «Жобен-Ивон» (Франция). Перед входной щелью монохроматора устанавливается перекидное зеркало 9. Лазеры 14 предназначены для юстировки источников. В измерительную систему входят ВМЧТ 3 и 4 типа МЧТ-2500 с фотоэлектрическими пирометрами 5, калибруемые лампы 6, установленные на электроуправляемые поворотные столы 7, зеркальные конденсоры 10 и 11, перекидные плоские зеркала 9, интегрирующие сферы 8, фотометр 15.

Оптический тракт 1 предназначен для передачи размеров единиц $E_{e,\lambda}(\lambda)$ и $I_{e,\lambda}(\lambda)$, оптический тракт 2 — для передачи размера единицы $L_{e,\lambda}(\lambda)$.

Конденсор 10 изготовлен из внеосевых параболических зеркал с фокусным расстоянием 822 мм и углом 22°, конденсор 11 — из сферических зеркал

с фокусным расстоянием 1000 мм. МЧТ 3 имеет возможность перемещаться вдоль оптической оси.

Перед вакуумной камерой МЧТ устанавливается съемная прецизионная апертурная диафрагма 16 диаметром 3 мм, выполненная фотолитографическим способом. Внутри камеры установлена апертурная диафрагма 17 диаметром 5 мм.

Средние квадратические отклонения результатов сличений S_0 ВЭ единиц СПЭЯ, СПСИ и СПЭО с государственным эталоном должны лежать в диапазоне $0,5 \cdot 10^{-2}$ – $2,0 \cdot 10^{-2}$.

Затем возникла задача увеличения точности воспроизведения шкалы СПЭО, и стала очевидной необходимость разработки новой широкоапертурной ВМЧТ, позволявшей использовать апертурные диафрагмы достаточно больших размеров при надежной юстировке. В результате были разработаны ВМЧТ ВВ22р и ВВ39р. Задача увеличения уровня СПЭО была решена не только за счет увеличения геометрических размеров полости, но и путем повышения верхней границы температурного диапазона, ставшего возможным благодаря переходу от вакуумированной камеры ВМЧТ к камере с аргоновым заполнением, что одновременно позволило работать без выходного окна и тем самым устранить связанные с ним погрешности. Аналогичным образом была модернизирована и камера МЧТ-2500.

Кроме разработки новых ВМЧТ, было признано целесообразным модернизировать установку для воспроизведения и передачи размеров единиц СПЭЯ и СПЭО (рис. 9.2 б), разделив ее на две независимых. В результате, установки для воспроизведения и передачи размеров единиц СПЭЯ и СПЭО приняли вид, представленный на рис. 9.3 а и 9.3 б, соответственно. Воспроизведение и передача размеров единиц СПЭЯ (рис. 9.3 а) осуществлялись, как и прежде, с помощью ВМЧТ1 типа МЧТ-2500. Заменять ее новой не имело смысла, так как она полностью оправдала себя во время сличений. Но теперь она эксплуатировалась без выходного окна с продувкой камеры инертным газом. Оптическая схема не претерпела принципиальных изменений. Существенное отличие состоит в том, что датчик системы обратной связи 2 регистрирует излучение не вспомогательной, как было раньше, а излучающей полости ВМЧТ. Новая система стабилизации позволила в (1,5–2) раза сократить время калибровки каждой лампы.

Установка для воспроизведения и передачи размеров единиц СПЭО (рис. 9.3 б) претерпела существенные изменения. Она основана не на МЧТ-2500, как прежде, а на более высокотемпературной широкоапертурной ВМЧТ1 ВВ22р. Эта замена позволила поднять рабочую температуру ВМЧТ до 2900 К и увеличить диаметр внешней апертурной диафрагмы 12 до 8 мм и, таким образом, максимально приблизить уровень СПЭО, создаваемый ВМЧТ, к уровню СПЭО киловаттной галоидно-вольфрамовой лампы — например, типа FEL-1000, широко распространенной в ряде зарубежных стран, или КГМ110-1000, применяемой в России. Максимальное отношение уровней составляет 3–4 раза.

ВВ39р используется в качестве дополнительного излучателя в эталоне единицы СПЭО, а также эта ВМЧТ заменила МЧТ-3000 при проведении специальных экспериментов по определению термодинамической температуры оптическим методом.

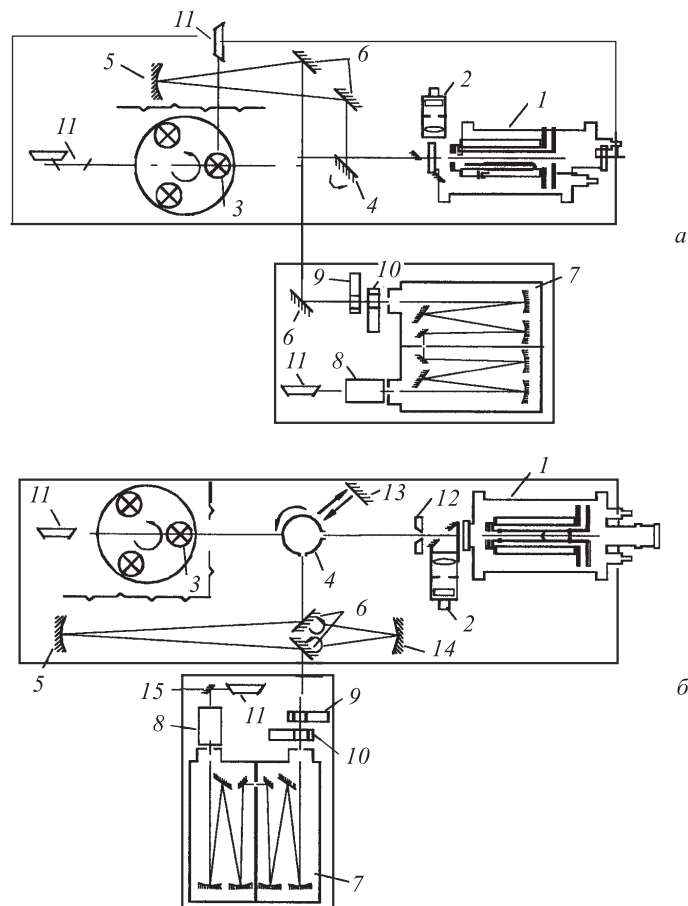


Рис. 9.3. Модернизированные установки для воспроизведения и передачи размеров единиц СПЭЯ (а) и СПЭО (б): а) воспроизведение размера единицы $L_{e,\lambda}$ (λ); б) воспроизведение размера единицы $E_{e,\lambda}$ (λ)

9.3. Воспроизведение спектрорадиометрических единиц и шкал и передача их размеров в УФ диапазоне спектра

Опыт эксплуатации в течение 25 лет Государственного первичного эталона единицы СПЭЯ на основе источника синхротронного излучения убедительно доказал, что при весьма высокой точности воспроизведения им спектрорадиометрических единиц и шкал в УФ области спектра (суммарная стандартная относительная неопределенность $\sim 1\%$) по-прежнему актуальной и трудно-разрешимой является проблема разработки, создания и исследования вторичных эталонных ЭОИП и ОЭИП, обеспечивающих требуемый уровень точности передачи размеров единиц и шкал в воздушном и вакуумном ультрафиолете (УФ-А и УФ-В).

Проблема распадается на три части: выбор метода калибровки ВЭ по ПЭ; метрологические исследования и калибровка ЭОИП в качестве ВЭ; то же

применительно к ОЭИП. В работе [59] детально рассмотрены эти вопросы и выработаны конкретные рекомендации, реализуемые в отечественной метрологической практике.

Методы калибровки вторичных спектрометрических эталонов в УФ области спектра. Простые, эффективные и надежные источники УФ излучения типа «Троль» были разработаны во ВНИИОФИ [59]. Эти портативные устройства работали в импульсном режиме и предназначались для калибровки ЭОИП и ОЭИП, используемых во вторичных радиометрических эталонах. Импульсный режим работы позволял устранить присущий источникам синхротронного излучения недостаток применительно к спектрометриии — резкую угловую неоднородность поляризационных компонент потока излучения. Это было достигнуто расчетом (экстраполяцией) относительного спектрального распределения плотности мощности синхротронного излучения в УФ область с опорной (референтной) длиной волны в видимом диапазоне с «абсолютной привязкой» этого участка шкалы к спектрометрической шкале, воспроизведенной с помощью ВМЧТ. (Идея решения этой задачи подобным способом была предложена в 1969 г. Питцем (Pitz) и, по видимому, остается безальтернативной и поныне).

Основным источником неопределенности при передаче размера единицы спектрометрической величины от первичного источника поляризованного излучения (синхротрона) вторичным источникам неполяризованного излучения является именно эта несогласованность состояний поляризации. В большом сгустке электронов работающего в импульсном режиме «Троля» компонента излучения с π -поляризацией сокращает угол наклона в средней (орбитальной) плоскости и, следовательно, отношение σ - и π -компонент начинает слабо зависеть от угла наклона в средней плоскости. Это позволяет исключить из приводимых далее уравнений, описывающих методику сличения первичного и вторичного эталонных излучателей, ЗХ компаратора, которая в противном случае оказывала бы сильное влияние на результаты измерений.

На рис. 9.4 приведена структурная схема установки для калибровки ВЭ. Синхротронное излучение «Троля» вводится в оптический компаратор, в ко-

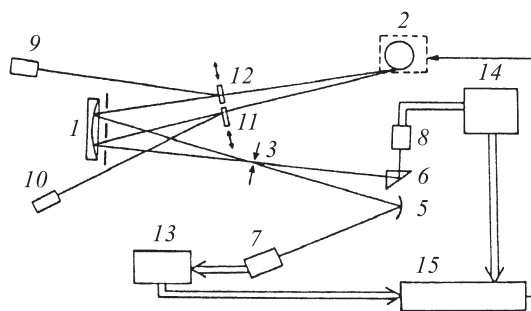


Рис. 9.4. Структурная схема установки для калибровки вторичных УФ эталонных излучателей: 1 — сферическое зеркало; 2 — «Троль»; 3 — диафрагма, являющаяся общей входной щелью для двух монохроматоров; 4 — диафрагма; 5 — монохроматор для УФ области спектра; 6 — монохроматор для видимой области спектра; 7, 8 — ОЭИП; 9 — ВМЧТ; 10 — излучатель ВЭ; 11, 12 — зеркала; 13, 14 — аналого-цифровые преобразователи; 15 — компьютер

тором производится сравнение его излучательных параметров с характеристиками излучений ВМЧТ и эталонных ламп. Диффрагма 4 разделяет поток излучения «Тролля» на два пучка, а сферическое зеркало фокусирует их на апертуре диффрагмы 3, являющейся общей входной щелью для двух монохроматоров: один из них работает в УФ, а другой в видимом диапазоне спектра. Зеркала 11 и 12 направляют на сферическое зеркало излучения, соответственно, вторичного эталона и ВМЧТ.

Сигналы на выходе компаратора описываются следующими уравнениями [59]:

$$i_{\lambda}^{\text{синхр}} = \int_{\psi_0} P_{\lambda}^{\sigma}(\psi) K_{\lambda}^{\sigma}(\psi) \Delta\lambda \Delta\varphi d\psi + \int_{\psi_0} P_{\lambda}^{\pi}(\psi) K_{\lambda_0}^{\pi}(\psi) \Delta\lambda \Delta\varphi d\psi;$$

$$i_{\lambda_0}^{\text{синхр}} = \int_{\psi_0} P_{\lambda_0}^{\sigma}(\psi) K_{\lambda_0}^{\sigma}(\psi) \Delta\lambda_0 \Delta\varphi d\psi + \int_{\psi_0} P_{\lambda_0}^{\pi}(\psi) K_{\lambda_0}^{\pi}(\psi) \Delta\lambda_0 \Delta\varphi d\psi;$$

$$i_{\lambda}^{\text{лам}} = \frac{1}{2} I_{\lambda}^{\text{лам}} R_{\lambda} \Delta\lambda_0 \Delta\varphi \left[\int_{\psi_0} K_{\lambda}^{\sigma}(\psi) d\psi + \int_{\psi_0} K_{\lambda}^{\pi}(\psi) d\psi \right];$$

$$i_{\lambda_0}^{\text{ВМЧТ}} = \frac{1}{2} I_{\lambda_0}^{\text{ВМЧТ}} R_{\lambda_0} \Delta\lambda_0 \Delta\varphi \left[\int_{\psi_0} K_{\lambda_0}^{\sigma}(\psi) d\psi + \int_{\psi_0} K_{\lambda_0}^{\pi}(\psi) d\psi \right],$$

где $i_{\lambda}^{\text{синхр}}$, $i_{\lambda_0}^{\text{синхр}}$ — сигналы компаратора при воздействии синхротронного излучения на длинах волн λ и λ_0 ; P_{λ}^{σ} , $P_{\lambda_0}^{\sigma}$ — мощности σ -поляризованных компонент синхротронного излучения на длинах волн λ и λ_0 ; P_{λ}^{π} , $P_{\lambda_0}^{\pi}$ — мощности π -поляризованных компонент синхротронного излучения на длинах волн λ и λ_0 ; K_{λ}^{σ} , $K_{\lambda_0}^{\sigma}$ — коэффициенты преобразования компаратором σ -компонент излучения на длинах волн λ и λ_0 ; K_{λ}^{π} , $K_{\lambda_0}^{\pi}$ — коэффициенты преобразования компаратором π -компонент излучения на длинах волн λ и λ_0 ; $\Delta\lambda$, $\Delta\lambda_0$ — спектральные интервалы, «вырезаемые» монохроматором при центральных длинах волн λ и λ_0 ; $i_{\lambda}^{\text{лам}}$, $i_{\lambda_0}^{\text{ВМЧТ}}$ — сигналы компаратора при воздействии излучения лампы при длине волны λ и ВМЧТ при длине волны λ_0 ; R_{λ} , R_{λ_0} — коэффициенты отражения зеркала 11 при длине волны λ и зеркала 12 при длине волны λ_0 ; $I_{\lambda}^{\text{лам}}$, $I_{\lambda_0}^{\text{ВМЧТ}}$ — потоки излучения лампы 10 при длине волны λ и ВМЧТ 9 при длине волны λ_0 ; $\Delta\varphi$ — угловое поле зрения компаратора в направлении орбитальной плоскости «Тролля»; ψ_0 — то же в направлении, перпендикулярном орбитальной плоскости «Тролля»; ψ — угол наклона орбитальной плоскости.

Поскольку расстояния от каждого из трех источников излучения до компаратора одинаковы, уравнения преобразуются к следующему виду:

$$\frac{i_{\lambda}^{\text{лам}}}{i_{\lambda_0}^{\text{ВМЧТ}}} = \frac{I_{\lambda}^{\text{лам}}}{I_{\lambda_0}^{\text{ВМЧТ}}} \frac{R_{\lambda}}{R_{\lambda_0}} \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_0} \frac{\mu_{\lambda} + 1}{\mu_{\lambda_0} + 1} M^{\pi},$$

$$\frac{i_{\lambda}^{\text{синхр}}}{i_{\lambda_0}^{\text{лам}}} = \Gamma^{\pi} M^{\pi} \frac{\gamma_{\lambda} \mu_{\lambda} + 1}{\gamma_{\lambda_0} \mu_{\lambda_0} + 1} \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_0},$$

где

$$\mu_{\lambda} = \frac{\int_{\psi_o} K_{\lambda}^{\sigma}(\psi) d\psi}{\int_{\psi_o} K_{\lambda}^{\pi}(\psi) d\psi}, \quad \mu_{\lambda_0} = \frac{\int_{\psi_o} K_{\lambda_0}^{\sigma}(\psi) d\psi}{\int_{\psi_o} K_{\lambda_0}^{\pi}(\psi) d\psi}, \quad \Gamma^{\pi} = \frac{\int_{\psi_0} P_{\lambda}^{\pi}(\psi) d\psi}{\int_{\psi_0} P_{\lambda_0}^{\pi}(\psi) d\psi},$$

$$M^{\pi} = \frac{\int_{\psi_0} K_{\lambda}^{\pi}(\psi) d\psi}{\int_{\psi_0} K_{\lambda_0}^{\pi}(\psi) d\psi}, \quad \gamma_{\lambda} = \frac{\int_{\psi_o} P_{\lambda}^{\sigma}(\psi) d\psi}{\int_{\psi_o} P_{\lambda}^{\pi}(\psi) d\psi}, \quad \gamma_{\lambda_0} = \frac{\int_{\psi_o} P_{\lambda_0}^{\sigma}(\psi) d\psi}{\int_{\psi_o} P_{\lambda_0}^{\pi}(\psi) d\psi}.$$

В окончательном виде соотношение сигналов компаратора сводится к выражению [59]

$$\frac{i_{\lambda} i_{\lambda_0}^{\text{синхр}}}{i_{\lambda_0} i_{\lambda}^{\text{синхр}}} = \frac{I_{\lambda}^{\text{ламп}}}{I_{\lambda_0}^{\text{ВМЧТ}}} \frac{R_{\lambda}}{R_{\lambda_0}} \frac{\mu_{\lambda} + 1}{\mu_{\lambda_0} + 1} \frac{\gamma_{\lambda_0} \mu_{\lambda_0} + 1}{\gamma_{\lambda} \mu_{\lambda} + 1} \Gamma^{\pi}.$$

Таким образом, результат сравнения описывается лишь относительным спектральным распределением синхротронного излучения, а решение этого уравнения может быть получено без упрощающих допущений. Вторичные эталонные излучатели можно калибровать в единицах СПЭЯ, СПЭО, мощности излучения. Вторичные эталонные ОЭИП можно калибровать по спектральной чувствительности или по спектральной плотности лучистого потока.

Используемые в воздушном и вакуумном УФ в качестве ВЭ газоразрядные лампы отечественного производства перечислены в табл. 9.1. При выборе эталонных ламп следует принимать во внимание, что скорость уменьшения интенсивности их излучения в УФ-А диапазоне спектра после 100 ч использования не должна превышать 0,5 %/ч. Кроме того, при постоянной подводимой к лампе электрической мощности необходимо контролировать разность потенциалов на ее зажимах. В качестве эталона нужно применять группу ламп. Все эти меры позволили обеспечить воспроизведение и передачу ламповым ВЭ размеров спектрорадиометрических единиц в УФ области спектра с нестабильностью и невоспроизводимостью, не превышающей 4 %/год.

В диапазоне $\lambda < 105$ нм наиболее подходящими излучателями для ВЭ служат безоконные источники на основе разряда с испаряющейся стенкой или сфокусированной плазмы. Оба вида источников генерируют импульсы излучения шириной в несколько микросекунд в диапазоне длин волн 30–200 нм с СПЭЯ от 10^{15} до 10^{17} Вт·м⁻³·ср⁻¹. Невоспроизводимость излучательных характеристик этих источников не превышает нескольких процентов.

Наиболее подходящие для использования в качестве ВЭ отечественные ОЭИП для УФ-А и -В диапазонов представлены в табл. 9.2. Наилучшими метрологическими характеристиками (стабильностью, воспроизводимостью, отсутствием ЗХ) обладают солнечнослепые ФЭУ с RbTe и CsJ фотокатодами. Калибровка этих ВЭ выполняется в 2 этапа: по ПЭ на основе синхротронного излучателя калибруется в единицах СПЭО монохроматический источник, а затем по нему вторичный эталонный ОЭИП калибруется по СХ преобразования. Такой метод калибровки с использованием интерференционных фильтров и солнечнослепых ОЭИП гарантирует высокую точность измерений в УФ-А диапазоне спектра [59].

Таблица 9.1. Эталонные газоразрядные ЭОИП для воздушного и вакуумного УФ [59]

Газ-наполнитель эталонной лампы	Тип лампы	Материал выходного окна	Электрическая мощность, Вт	Примечание
Дейтерий	ЛД(Д)	Кварц	200	Соответствует ВЭ единицы L_e в УФ-А
	ЛДЗ(Д)	MgF ₂	200	Соответствует ВЭ единицы L_e в УФ-А и В
	ДНК-90	УФ-стекло	90	Соответствует ВЭ единицы E_e в УФ-А, безозонная лампа
	ДДС-30	Кварц	30	Соответствует ВЭ единицы СПЭО в УФ-А
	ЛД2(Д)	MgF ₂	30	Соответствует ВЭ единицы СПЭО в УФ-А и В
Водород	ДВС-25	Кварц	25	Подобна аналогичной дейтериевой лампе $\lambda = 121,6$ нм
	ВМФ-30	MgF ₂	30	
	ЛГВ-0,5	MgF ₂	0,5	
Ртуть	ДРТ-250 С	Кварц	250	Для нескольких λ в УФ-А
	ДРГС-30	Кварц	30	
Ксенон	ДКсТВ-6000	Кварц	6000	Имитатор солнечного излучения 2 резонансных линии в УФ-В и слабый континуум
	ДКсТВ-2000	Кварц	2000	
	КсР-П	MgF ₂	30	
Криптон	КрР-П	MgF ₂	30	2 резонансных линии в УФ-В и слабый континуум

Таблица 9.2. Эталонные ОЭИП для воздушного и вакуумного УФ [59]

Материал чувствительного элемента	Тип ОЭИП	Материал выходного окна	Спектральный диапазон, нм	Размеры, мм
Вакуумные фотоэлементы: RbTe RbTe	Ф-29 Ф-34	УФ стекло MgF ₂	200–300 115–300	∅ 30 ∅ 30
Фотоэлектронные умножители: RbTe CsTe CsJ	ФЭУ-150 ФЭУ-142 ФЭУ-154	MgF ₂ MgF ₂ MgF ₂	115–300 115–400 115–210	∅ 31 ∅ 22 ∅ 22
Полупроводниковые ФД: CdS-PbSe* Si	ФПД-1 ФДУК-1	Кварц —	180–520 200–1150	4 × 4 8 × 8
* Наиболее пригоден для интегральных радиометров в УФ-А				

Глава 10

ТЕХНИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

10.1. Фотометрия в светотехнике

Самые распространенные технические измерения в светотехнике связаны с определением освещенности на рабочих местах, что является неотъемлемой частью паспортизации предприятий на соответствие принятым нормам [60, 61].

Нормы предусматривают выполнение измерений в определенных плоскостях (уровень рабочего стола, плоскость кульмана или плоскость, касательная к резцу револьверного станка, стена, футбольное поле и т. д.). При этом расположение источников освещения относительно плоскости измерений является произвольным. Это может быть освещение прямым светом от источников как с узким, так и с широким пространственным распределением светового потока, или освещение отраженным излучением.

Поэтому одним из важнейших моментов выполнения измерений освещенности является точность установки фотометрической головки люксметра в плоскости измерений, т. е. в плоскости, касательной к диффузной насадке ФГ. При установке ФГ на плоскости стола приходится сталкиваться с неопределенностью, зависящей от размера (толщины) ФГ. То же самое происходит при измерении освещенности в плоскости стены. При этом неопределенность (погрешность) измерений будет связана помимо точности прибора с расстоянием между источником освещения и плоскостью измерений. Чем больше расстояние, тем меньше составляющая погрешности, связанная с толщиной ФГ. При расстоянии между плоскостью измерения и источником света, равном 3 м, и толщине ФГ (расстояние от основания корпуса до верхней точки диффузной насадки) — 0,03 м, погрешность установки ФГ составит 1 %. Эта составляющая погрешности измерений связана только с точностью установки ФГ в требуемой плоскости измерений. Исключить ее можно путем максимального приближения условий установки ФГ люксметра к требованиям норм [60, 61]. Другим примером выполнения рассматриваемых технических измерений служит определение освещенности в плоскости панно в музее. В этом случае плоскость измерений легко находится с учетом расстояния от стены до поверхности картины.

При измерениях освещенности в плоскости рабочего стола (0,7 м от пола) можно правильно определить плоскость измерений, избежав тем самым дополнительную погрешность технических измерений, связанную с конечными размерами ФГ.

При измерениях же освещенности стены или на ступенях лестничного пролета эта составляющая погрешности остается. Исключить ее можно только при точном знании геометрического фактора, т. е. всех размеров (расстояний) фотометрируемой сцены.

Таким образом, простая процедура технических измерений освещенности, заключающаяся в установке ФР люксметра в заданной плоскости измерений и снятии показаний с дисплейного экрана блока электроники, связана, в первую очередь, с точностью установки ФГ. Погрешность технических измерений в этом случае будет определяться классом точности люксметра, стабильностью источников освещения (СКО результатов измерений) и составляющей погрешности, связанной с правильным определением плоскости измерений и размещением в ней ФГ.

10.2. Методики выполнения измерений и обработки их результатов с оценками неопределенности

Рассмотрим два примера выполнения измерений в фотометрии, но оценивать будем не погрешность, а неопределенность получаемых результатов с учетом сведений, приведенных в первой части книги [4а, 16].

Пример № 1. Измерение прибором непосредственной оценки

Иллюстрируется вклад поправочного множителя, разрешающей способности и возможного дрейфа параметров измерительного прибора в суммарную неопределенность, соответствующую измеряемой величине при определении напряжения на зажимах светоизмерительной лампы.

Методика. Через светоизмерительную лампу протекает постоянный ток J_L , и режим ее работы контролируется путем измерения напряжения на контактах лампы V_L . Производится 10 повторных отсчетов напряжения V_{R1} на контактах двухполюсного разъема цифровым вольтметром. После выключения тока по результатам следующих 10 показаний определяется смещающее напряжение V_{R2} . Цифровой вольтметр работает в фиксированном диапазоне измерений с разрешением $\delta = 0,0001$ В. Результаты измерений представлены в табл. 10.1.

Первый столбец в таблице, озаглавленный «№», содержит номера 10 измерений. Другие столбцы, озаглавленные V_{R1} и V_{R2} , соответственно, содержат по 10 результатов измерений двух напряжений и их средние значения, а также стандартные отклонения от среднего, рассчитанные согласно уравнению (1.1) и зафиксированные в двух нижних строках таблицы.

Принцип измерения. Напряжение лампы V_L после измерения на зажимах двухполюсного разъема не является истинным значением, его необходимо скорректировать (1) на значение падения напряжения ΔV_k на контактном сопротивлении и (2) на значение термоЭДС ΔV_T , порожденной градиентом температуры в электрической цепи. Последняя измеряется в отсутствие тока через лампу. В показания цифрового вольтметра вносится поправка, учитывающая напряжение смещения ΔV_{R0} и поправочный множитель c_R . Ограниченное разрешение цифрового вольтметра оценивается в отдельности для каждого среднего значения и соответствующего стандартного отклонения:

$$\begin{aligned} V_L + \Delta V_k + \Delta V_T &= c_R (V_{R1} - V_{R0}), \quad \text{при } J_L \neq 0; \\ \Delta V_T &= c_R (V_{R2} - \Delta V_{R0}), \quad \text{при } J_L = 0. \end{aligned} \quad (10.1)$$

Модель для определения значения и соответствующей неопределенности выходной величины получена в результате комбинации этих двух уравнений:

$$V_L = c_R (V_{R1} - V_{R2}) - \Delta V_k. \quad (10.2)$$

Таблица 10.1. Результаты измерений

№	V_{R1}	V_{R2}
1	25,0004	0,0022
2	25,0239	0,0021
3	25,0063	0,0021
4	25,0201	0,0021
5	25,0177	0,0020
6	25,0185	0,0020
7	25,0106	0,0021
8	25,0231	0,0021
9	25,0067	0,0020
10	25,0134	0,0021
Среднее значение	25,0141	0,0021
Стандартное отклонение	0,00250	0,00001

Принятые обозначения:

V_L — напряжение на зажимах лампы представляет собой выходную величину, значение которой нужно определить;

V_{R1} — среднее значение, полученное в результате усреднения $n = 10$ показаний (см. табл. 10.1), $V_{R1} = 25,0141$ В; стандартное отклонение $s(V_{R1})$ принято равным неопределенности $u(V_{R1}) = 0,00250$ В, поскольку оно значительно больше разрешения цифрового вольтметра ($\delta = 0,0001$ В). Отсюда следует, что в данном случае применима оценка типа A с ограниченным числом степеней свободы $\nu_1 = n - 1 = 9$;

V_{R2} — среднее значение, полученное в результате усреднения $n = 10$ показаний (см. табл. 10.1), $V_{R2} = 0,0021$ В; разрешение $\delta = 0,0001$ В (задано с прямоугольным распределением вероятностей) существенно по сравнению со стандартным отклонением $s(V_{R2}) = 0,00001$ В и принято равным неопределенности $u(V_{R2}) = 0,0001/(2\sqrt{3}) = 0,00003$ В (см. уравнение (1.6)). Распределение вероятностей при оценке типа B отличается неограниченным числом степеней свободы;

c_R — поправочный множитель. В сертификате на цифровой вольтметр указан $c_R = 1,0000$ с соответствующей расширенной неопределенностью, установленной на уровне $\pm 0,00050$ В $\pm 6 \cdot 10^{-5}$ В от измеренного значения при коэффициенте охвата $k = 2$. Таким образом, напряжение 25 В определяется с относительной стандартной неопределенностью $u(c_R) = (0,00050/25 + 0,00006)/2 = 0,00004$, что тождественно стандартной неопределенности поправочного множителя с распределением вероятностей в соответствии с оценкой типа B и неограниченным числом степеней свободы;

ΔV_k — коррекция падения напряжения на контактном сопротивлении в разъеме, вызванного протеканием тока через лампу; значение и интервал с прямоугольным распределением вероятностей известны из предыдущих экспериментов: $\Delta V_k = (0,008 \pm 0,002)$ В; неопределенность $u(\Delta V_k) = 0,002/\sqrt{3} = 0,00115$ В. Распределение вероятностей принято

в соответствии с оценкой типа В при неограниченном числе степеней свободы.

Коэффициенты чувствительности. Трактовка понятия коэффициентов чувствительности c_i приведена при рассмотрении уравнения (1.12). Они рассчитываются согласно модели (10.2) как частные производные оцениваемой величины. Коэффициенты должны иметь надлежащие знаки даже при том условии, что знак важен только в случае корреляции величин на входе:

$$\begin{aligned} c_1 = \frac{\partial V_L}{\partial c_R} = (V_{R1} - V_{R2}) = 25,0 \text{ В}; \quad c_2 = \frac{\partial V_L}{\partial V_{R1}} = c_R = 1,0; \\ c_3 = \frac{\partial V_L}{\partial V_{R2}} = -c_R = -1,0; \quad c_4 = \frac{\partial V_L}{\partial \Delta V_k} = -1,0. \end{aligned} \quad (10.3)$$

Суммарная неопределенность выходной величины рассчитывается с учетом вклада входных величин (см. уравнение (1.12)), которые представляют собой произведения неопределенностей и коэффициентов чувствительности. Эти значения тоже должны иметь надлежащие знаки. В данном случае входные величины некоррелированы, так что суммарная неопределенность выходной величины равна квадратному корню из суммы квадратов отдельных составляющих неопределенности (см. уравнение (1.13)).

Степени свободы. Состав неопределенностей (табл. 10.2) показывает, что оценка одной составляющей происходила по типу А с ограниченным числом степеней свободы. В этом случае выражение суммы в формуле Уэлча–Саттертвейта согласно уравнению (1.19) упрощается и имеет вид

$$\nu_{\text{эф}} = \nu_2 \left(\frac{u(y)}{u_2(y)} \right)^4 = 9 \left(\frac{0,00293}{0,00250} \right)^4 \approx 17. \quad (10.4)$$

Расширенная неопределенность: С учетом фактического числа степеней свободы, $\nu = 17$, коэффициент охвата k для вероятности 95,45 % равен 2,16, а расширенная неопределенность определяется следующим образом:

$$U = k(95,45 \%, 17) u(V_L) = 2,16 \cdot 0,00293 \text{ В} = 0,0063 \text{ В}. \quad (10.5)$$

Окончательный результат. Напряжение на зажимах лампы V_L равно $(25,0040 \pm 0,0063) \text{ В}$.

Расширенная неопределенность измерения принята равной стандартной неопределенности, умноженной на коэффициент охвата $k = 2,16$, который для t -распределения с $\nu = 17$ (число эффективных степеней свободы) соответствует вероятности охвата, приблизительно равной 95 %. Стандартная неопределенность вычисляется согласно «Руководству по выражению неопределенностей измерений» [15].

Пример № 2. Измерение освещенности фотометром

Измерение освещенности на приемной площадке измерительного преобразователя фотометра.

Методика. Источник света с известной температурой распределения равномерно освещает приемную площадку термостатированного ИП фотометра в направлении нормального падения луча с достаточно большого расстояния, так что по сравнению с этим расстоянием размерами лампы и ИП можно пренебречь. В запрограммированном режиме фотометр регистрирует среднее

Таблица 10.2. Составляющие неопределенности

№	Входное воздействие X_i	Символ	Значение x_i	Стандартная неопределенность $u(x_i)$	Тип оценки	Число степеней свободы ν	Коэффициент чувствительности c_i	Вклад в неопределенность $u_i(y)N$
1	Калибровка	c_R	1,0000	0,00004	B	∞	25,0 В	0,00100
2	Напряжение	V_{R1}	25,0141 В	0,00250 В	A	9	1,0	0,00250
3	Терм. сдвиг	V_{R2}	0,00210 В	0,00003 В	B	∞	-1,0	-0,00003
4	Поправка	ΔV_k	0,00800 В	0,00115 В	B	∞	-1,0	-0,00115
	Напряжение лампы	V_L	25,0040 В			17		0,00293

значение фототока и соответствующее стандартное отклонение, вычисленные по 30 показаниям. Перед измерением сдвиг нуля прибора был устранен.

Результаты измерений. Аналогично предыдущим примерам, определяются по 30 показаниям среднее значение $V = 20,546$ нА и соответствующее стандартное отклонение $s(V) = 0,056$ нА. Источником излучения служит лампа с температурой распределения $T_D = 2800$ К, известной в пределах интервала ± 30 К с прямоугольным распределением вероятностей. Разрешение измерителя (0,001 нА) пренебрежимо мало по сравнению со стандартным отклонением сигнала.

Принцип измерения. Излучение точечного источника перезаполняет приемную площадку ИП, а его поток центрирован по отношению к ней и падает под углом ε к нормали. При этом генерируется фототок V . Эффективная поверхность представляет собой проекцию приемной площадки, изменяющуюся по косинусоидальному закону в зависимости от ε . Световая чувствительность s_V соответствует источнику света А (температура распределения $T_D = 2856$ К), а ее значение и неопределенность известны из сертификата фотометра. Это позволяет рассчитать освещенность $E(T_D)$. Фотометрическая головка скорректирована по $V(\lambda)$, и есть возможность внести поправку на рассогласование со спектральной характеристикой ИП с помощью отношения температур распределения T_D и T_A с показателем степени рассогласования m . На уровень фототока оказывает влияние рассеянное световое излучение. Его относительный вклад обозначается как c_{stray} . Изменение окружающей температуры ΔT не влияет на спектральную характеристику благодаря температурной стабилизации фотометрической головки, но показания прибора меняются в соответствии с коэффициентом c_a :

$$E(T_D) = \frac{V}{s_V} \left(\frac{T_D}{T_A} \right)^m (1 - c_{\text{stray}}) (1 - c_a \Delta T) \cos \varepsilon. \quad (10.6)$$

Поскольку все поправки незначительны, в качестве модели оценки можно использовать упрощенное уравнение:

$$\text{Модель.} \quad E(T_D) = \frac{V}{s_V} \left(\frac{T_D}{T_A} \right)^m (1 - c_{\text{stray}} - c_a \Delta T - w(\varepsilon)). \quad (10.7)$$

Принятые обозначения:

$E(T_D)$ — выходная величина, освещенность приемной площадки;

- V — среднее значение, полученное в результате усреднения 30 показаний;
 $V = 20,546$ нА; стандартное отклонение $s(V)$ принято равным стандартной неопределенности $u(V) = 0,056$ нА;
- s_V — световая чувствительность фотометра, указанная в сертификате на уровне значимости $k = 2$, $s_V = 2,673$ нА/лк. Относительная расширенная неопределенность равна 0,0062, а стандартная неопределенность $u(s_V) = (0,0062 \cdot 2,673/2 = 0,00829)$ нА/лк;
- m — показатель степени рассогласования $m = 0,02$. Определяется с помощью эталонного фотометра, оценивается в интервале $\pm 0,01$ с прямоугольным распределением вероятностей. Стандартная неопределенность $u(m) = 0,01/\sqrt{3} = 0,0058$;
- T_D — температура распределения $T_V = 2800$ К в интервале ± 30 К с прямоугольным распределением вероятностей. Стандартная неопределенность $u(T_D) = 30/\sqrt{3} = 17,32$ К;
- T_A — эталонная температура распределения $T_A = 2856$ К, неопределенность не задается;
- c_{stray} — относительная поправка на рассеянное световое излучение; $c_{\text{stray}} = 0,0004$ определяется по результатам предыдущих измерений и оценивается в интервале $\pm 0,0002$ с прямоугольным распределением вероятностей. Стандартная неопределенность $u(c_{\text{stray}}) = 0,0002/\sqrt{3} = 0,00012$;
- $c_a \Delta T$ — относительная поправка, учитывающая влияние изменения окружающей температуры. Стабилизация с помощью системы кондиционирования воздуха сводит к нулю это произведение в интервале $\pm 0,0007$ с прямоугольным распределением вероятностей. Стандартная неопределенность $u(c_a \Delta T) = 0,0007/\sqrt{3} = 0,0004$;
- $w(\varepsilon)$ — угловое рассогласование в интервале $|\varepsilon| \leq 0,2^\circ$ с прямоугольным распределением вероятностей. Поправка не вводится. Неопределенность рассчитывается по уравнению (1.10): $(0,2 \cdot \pi/180) 2/\sqrt{3} = 0,00002$.

Коэффициенты чувствительности. Они рассчитываются, исходя из модели, соответствующей уравнению (10.2), как частные производные оцениваемой величины. Эти коэффициенты должны быть представлены с надлежащим знаком, что особенно важно при наличии корреляции входных величин:

$$\begin{aligned}
 c_1 &= \frac{\partial E}{\partial s_V} = -\frac{E}{s_V} = -2,87 \text{ лк}^2 \cdot \text{нА}^{-1}; \\
 c_3 &= \frac{\partial E}{\partial m} = E \log \left(\frac{T_D}{T_A} \right) = -0,152 \text{ лк}; \quad c_5 = \frac{\partial E}{\partial c_{\text{stray}}} \approx E = -7,68 \text{ лк}; \\
 c_7 &= \frac{\partial E}{\partial w(\varepsilon)} \approx E = -7,68 \text{ лк}. \quad c_2 = \frac{\partial E}{\partial V} = \frac{E}{V} = 0,374 \text{ лк/нА}; \\
 c_4 &= \frac{\partial E}{\partial T_D} = m \frac{E}{T_D} = 0,00005 \text{ лк/К}; \quad c_6 = \frac{\partial E}{\partial (c_a \Delta T)} \approx E = -7,68 \text{ лк};
 \end{aligned} \tag{10.8}$$

Суммарная неопределенность выходной величины рассчитывается аналогично примеру 1.

Составляющие неопределенности приведены в табл. 10.3.

Таблица 10.3. Составляющие неопределенности

№	Входное воздействие X_i	Обозначение	Значение x_i	Стандартная неопределенность $u(x_i)$	Тип оценки	Число степеней свободы ν_i	Коэффициент чувствительности c_i	Вклад в неопределенность $u_i(y)/\text{лк}$
1	Чувствительность	s_V	2,673 нА/лк	0,00829 нА/лк	B	∞	-2,87 лк ² /нА	-0,02382
2	Показание	V	20,546 нА	0,056 нА	A	30	0,374 лк/нА	+0,02093
3	Рассогласование	m	0,02	0,0058	B	∞	-0,152 лк	-0,00088
4	Температурное распределение	T_D	2800 К	17,32 К	B	∞	0,00005 лк/К	0,00095
5	Поправка на рассеянное излучение	$c_{\text{ср.изл}}$	0,0004	0,00012	B	∞	-7,68 лк	-0,00092
6	Поправка на окружающую температуру		0,0	0,0004	B	∞	-7,68 лк	-0,00307
7	Угловое рассогласование	$w(\varepsilon)$	0,0	0,00002	B	∞	-7,68 лк	-0,00015
	Освещенность	$E(T_D)$	7,68041 лк			>100		0,03190

Модель. $E(T_D) = \frac{V}{s_V} \left(\frac{T_D}{T_A} \right)^m (1 - c_{\text{stray}} - c_a \Delta T - w(\varepsilon)).$

Степени свободы. Среди составляющих неопределенности есть лишь одна с оценкой по типу А с 9 степенями свободы, что позволяет упростить выражение суммы в формуле Уэлча–Саттертвейта в уравнении (1.19):

$$\nu_{\text{эф}} = \nu_{2,3} \cdot \frac{u^4(y)}{\sum_{i=2}^4 u_i^4(y)} = 30 \cdot \frac{0,0319^4}{0,02093^4} \gg 100. \quad (10.9)$$

Расширенная неопределенность. Коэффициент охвата, для вероятности 95,45 %, $k = 2$. Расширенная неопределенность вычисляется из выражения

$$U = ku(E) = 2 \cdot 0,03190 \text{ лк} = 0,064 \text{ лк}. \quad (10.10)$$

Окончательный результат. Измеренная фотометром освещенность составляет $(7,680 \pm 0,064) \text{ лк}$.

Расширенная неопределенность измерения принята равной стандартной неопределенности, умноженной на коэффициент охвата $k = 2$, который соответствует вероятности охвата, приблизительно равной 95 %. Стандартная неопределенность вычисляется согласно «Руководству по выражению неопределенности измерений» [15].

Глава 11

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ЕДИНИЦ И ЭТАЛОННЫХ ШКАЛ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН И ПЕРЕДАЧА ИХ РАЗМЕРОВ В РОССИИ

11.1. Методы исследований метрологических характеристик фотометров и/или радиометров

Начнем с простейшей аналогии, с измерения силы тока амперметром или напряжения вольтметром. При соблюдении нескольких простейших условий (шкала прибора проградуирована в нужных единицах, правильно выбраны пределы измерения прибора, принцип его действия соответствует роду измеряемого тока или напряжения и пр.) МВИ предельно проста: амперметр следует включить последовательно, а вольтметр — параллельно в измеряемую цепь и зафиксировать показание по шкале.

Нечто подобное происходит и при использовании фотометра, проградуированного в единицах освещенности или яркости. Измеряемый поток излучения направляется на приемную площадку ФГ, и производится отсчет показаний. Однако в данном случае все значительно сложнее, чем в рассмотренном аналоге из области электрических измерений. Фотометр (радиометр) должен быть предварительно детально метрологически исследован по всем параметрам и характеристикам. Особое внимание следует уделить исследованию его метрологических характеристик и методике последующих измерений.

Действительно, при градуировке, например, амперметра или вольтметра достаточно включить его, соответственно, последовательно или параллельно аналогичному эталонному прибору, после чего можно производить измерения методом непосредственной оценки.

В ситуации с фотометром все гораздо сложнее. Как будет показано далее, необходимо при градуировке прибора (равно как и при последующих периодических его калибровках или поверках) соблюдать определенные условия освещения прибора, обращая особое внимание на геометрию измерительной установки и спектральный состав излучения эталонного источника. Соответственно, на оценку точности результата измерений фотометром будут оказывать влияние условия их выполнения, предусматриваемые МВИ.

Опишем методики исследований метрологических характеристик фотометров (методики испытаний, калибровки (поверки) фотометров в целях утверждения типа).

Напомним, что основная задача прецизионного приборостроения для световых измерений — это создание люксметров, яркомеров и прочих фотометров с высоким качеством коррекции СХ ИГ этих приборов под относительную спектральную световую эффективность. Погрешность, вызванная отклонением СХ от $V(\lambda)$, неразрывно связана со спектральным составом измеряемого излучения и, как следствие, с назначением прибора.

Основные нормируемые метрологические характеристики СИ световых величин регламентируются разработанной во ВНИИОФИ в рамках единого нормативного документа методикой испытаний в целях утверждения типа (в дальнейшем испытаний) и калибровки (поверки), гармонизированной с рекомендациями МКО. Методика распространяется в первую очередь на люксметры и яркомеры и устанавливает методы и средства определения их метрологических характеристик.

Специально для разработчиков СИ световых величин, т. е. приборов или измерительных стендов, в которых используются ФГ или ИП оптических величин с коррекцией под $V(\lambda)$, в данном параграфе описаны основные операции исследований и определения составляющих суммарной погрешности таких приборов.

При проведении исследований (испытаний) или калибровки (поверки) должны быть выполнены операции, указанные в табл. 11.1.

При выполнении испытаний и калибровки (поверки) люксметров и яркомеров должны использоваться СИ, требования к которым приведены в табл. 11.2.

Все установки, перечисленные в табл. 11.2, и входящие в их состав СИ должны быть испытаны и калиброваны (поверены). Вместо указанных СИ допускается применять аналогичные, обеспечивающие измерения с такой же или меньшей погрешностью.

П р и м е ч а н и е. Термин «метрологическая аттестация СИ» в связи с выходом «Закона об обеспечении единства измерений» в 1993 году решением Госстандарта России заменен термином «испытания СИ с целью утверждения типа». Однако первый из этих терминов стандартизован [7] и привычен для нескольких поколений метрологов и измерителей. Он часто встречается в литературе по метрологии и измерениям. Поэтому мы в дальнейшем будем использовать при необходимости термин «метрологическая аттестация», понимая под нею «исследование СИ, выполняемое метрологическим органом для определения метрологических свойств этого СИ, и выдачу документа с указанием полученных данных» [7].

1. Измерения ОСХ ФГ выполняют поэлементно и в сборе. Поэлементное измерение СХ рекомендуется при испытаниях приборов.

1.1. Поэлементное измерение СХ ФГ включает в себя:

- измерение ОСХ ИП;
- измерение спектрального коэффициента пропускания корректирующего фильтра;
- измерение спектрального коэффициента диффузного пропускания диффузной насадки для люксметра.

Измерения всех спектральных величин производят с шагом по шкале длин волн не более чем 10 нм. Результаты измерений приводят в табличной форме.

Определение ОСХ ИП осуществляют путем сравнения с ИП с известной ОСХ (аттестованного ИП). Измерительные преобразователи поочередно устанавливают за выходной щелью монохроматора таким образом, чтобы поток излучения не выходил за пределы их приемных площадок. Фиксируют реакции аттестованного и исследуемого ИП на отдельных длинах волн λ , меняя ИП либо на каждой длине волны, либо после прохождения всего диапазона рабочих длин волн для исследуемого ИП. ОСХ исследуемого ИП $s^1(\lambda)_{\text{отн.}}$

Таблица 11.1. Операции при проведении исследований (испытаний) и калибровки (поверки) фотометров

Наименование операции	Обязательность выполнения при:	
	исследовании (испытании)	калибровке (поверке)
Внешний осмотр и опробование	+	+
Измерение относительной спектральной характеристики	+	+
Определение погрешности, вызванной отклонением относительной спектральной характеристики от относительной спектральной световой эффективности	+	+
Определение дополнительной погрешности, обусловленной чувствительностью фотометрической головки прибора к излучению в ближних УФ и ИК областях спектра	+	–
Определение погрешности градуировки (калибровки, поверки)	+	+
Определение отклонения световой характеристики от линейной	+	–
Определение дополнительной погрешности при отклонениях температуры от нормального значения	+	–
Определение косинусной погрешности (для люксметра)	+	–
Определение погрешности утомляемости	+	–
Определение погрешности системы индикации	+	–
Расчет основной относительной погрешности прибора	+	+

определяют из соотношения:

$$s^1(\lambda)_{\text{отн}} = \frac{R(\lambda) s^*(\lambda)_{\text{отн}}}{R^*(\lambda)}, \quad (11.1)$$

где $R(\lambda)$ — выходной сигнал ИП; $R^*(\lambda)$ — выходной сигнал аттестованного ИП; $s^*(\lambda)_{\text{отн}}$ — ОСХ аттестованного ИП.

Измерения спектрального коэффициента направленного пропускания $\tau(\lambda)$ корректирующего светофильтра производят с абсолютной погрешностью не более чем 0,005, либо в однолучевом оптическом тракте с вводом и выводом светофильтра из луча, либо в двухлучевом спектрофотометре при освещении всей рабочей поверхности светофильтра. Измерения спектрального коэффициента диффузного пропускания диффузной насадки ФГ выполняют при условии полной засветки всей поверхности диффузного рассеивателя моно-

Таблица 11.2. Требования к фотометрам при исследованиях (испытаниях) и калибровке (поверке)

Номер пункта методики	Наименование средства измерений, номер или наименование нормативно-технического документа, ГОСТ и (или) метрологической характеристики
1	Установка для измерения относительной спектральной характеристики в диапазоне длин волн 0,25–1,1 мкм. ГОСТ 8.196-89.
2	Погрешность коррекции. Расчетный метод.
3	Оборудование по п. 1.5 или лампа дуговая спектральная типа ДДС-30, ДДС-400 [ЛД(Д)], лампа кварцевая галогенная типа КГМ-1000, фотоизмерительная лампа типа СИС 107-1000, светофильтры типов УФС-6 и ИКС-5.
4–5	Эталонные средства измерений силы света, освещенности и яркости в соответствии с ГОСТ 8.023-90.
6	Установка для измерения линейности функции преобразования приемно-измерительного тракта. Основная относительная погрешность установки не более 2 %.
7	Установки по п. 4 и 5 с термостатирующей системой, поддерживающей температуру фотометрической головки с погрешностью не хуже, чем $\pm 1^\circ\text{C}$.
8	Установки по п. 4 и 5 с гониометром для фотометрической головки люксметра. Погрешность установки угла в двух взаимно перпендикулярных плоскостях $30'$ в диапазоне углов $0-85^\circ$, секундомер.

хроматическим излучением. Погрешность измерения коэффициента диффузного пропускания $\tau_D(\lambda)$ не должна превышать 0,01. ОСХ ФГ рассчитывают в соответствии с выражением

$$s(\lambda)_{\text{отн}}^{\text{ФГ}} = \frac{s^1(\lambda)_{\text{отн}} \tau(\lambda) \tau_D(\lambda)}{\max \{s^1(\lambda) \tau(\lambda) \tau_D(\lambda)\}}.$$

1.2. Измерения СХ ФГ в собранном виде производят в соответствии с выражением (11.1). Необходимым условием при этом для люксметра является полное засвечивание поверхности диффузного рассеивателя монохроматическим излучением.

2. Погрешность, вызванную отклонением прибора от $V(\lambda)$, определяют расчетным путем по формуле

$$f_1 = 1 - \frac{\int_0^\infty \varphi(\lambda)_Z s^{\text{ФГ}}(\lambda)_{\text{отн}} d\lambda}{\int_0^\infty \varphi(\lambda)_Z V(\lambda) d\lambda} \cdot \frac{\int_0^\infty \varphi(\lambda)_A V(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \varphi(\lambda)_A s^{\text{ФГ}}(\lambda) d\lambda},$$

где $\varphi(\lambda)_Z$ — относительное спектральное распределение измеряемого источника света Z ; $\varphi(\lambda)_A$ — относительное спектральное распределение источника A ; $V(\lambda)$ — относительная спектральная световая эффективность излучения для стандартного фотометрического наблюдателя МКО.

Примечание. $\varphi(\lambda)$ — спектральное распределение любой энергетической величины источника оптического излучения.

Расчеты проводят для пяти источников излучения (Рекомендации МКО, Публикации № 53 и № 69): натриевой (НЛВД) и ртутной (РПВД) высокого давления, трехполосной люминесцентной (ЛЛ) и металлогалогидных МГЛ с тремя добавками и редкоземельными добавками — и оценивают погрешность качества коррекции по наибольшему из полученных значений, т. е. $f_1 = f_{1\max}$.

Для люксметров и яркомеров специального назначения (измерения освещенности и яркости, создаваемой цветными сигнальными огнями, светоиндикаторными табло на светодиодах, люминесцирующими экранами, экранами дисплеев, кинескопов, телевизоров) f_1 определяют с учетом спектрального распределения конкретных источников излучения.

3. Дополнительные погрешности, обусловленные чувствительностью ФГ приборов к излучению в ближних УФ и ИК областях спектра, определяют расчетным или расчетно-экспериментальным путем.

3.1. Расчет дополнительной погрешности u обусловленной чувствительностью ФГ в ближней УФ области спектра, на основе результатов измерений ОСХ, производят по формуле

$$u = \frac{\int_{250}^{400} \varphi(\lambda)_A s^{\text{ФГ}}(\lambda)_{\text{отн}} d\lambda}{\int_{380}^{860} \varphi(\lambda)_A s^{\text{ФГ}}(\lambda)_{\text{отн}} d\lambda}.$$

Определение u также может быть выполнено путем измерения выходных сигналов ФГ R (УФ) и R при облучении источником УФ излучения в сочетании со специальным УФ фильтром и без него, соответственно. Используемый фильтр не должен флуоресцировать. Выходной сигнал ФГ R должен превышать наименьший регистрируемый сигнал не менее чем в 1000 раз. Погрешность u в этом случае вычисляют по формуле

$$u = \left| \frac{R(\text{УФ})}{R} - u_0 \right|.$$

При этом

$$u_0 = \frac{\int_0^\infty \varphi(\lambda)_{\text{УФ}} \tau(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \varphi(\lambda)_{\text{УФ}} V(\lambda) d\lambda},$$

где $\varphi(\lambda)_{\text{УФ}}$ — спектральное распределение лампы; $\tau(\lambda)_{\text{УФ}}$ — спектральное пропускание УФ фильтра.

Допустимое значение u составляет не более $0,1 \cdot 10^{-2}$.

3.2. Определение дополнительной погрешности r , обусловленной чувствительностью ФГ в ближней ИК области спектра, на основе результатов изме-

рений ОСХ производят по формуле

$$r = \frac{\int_{850}^{1000} \varphi(\lambda)_A s^{\Phi\Gamma}(\lambda)_{\text{отн}} d\lambda}{\int_{380}^{860} \varphi(\lambda)_A s^{\Phi\Gamma}(\lambda)_{\text{отн}} d\lambda}.$$

Определение r также может быть выполнено измерениями выходных сигналов ФГ R (ИК) и R при облучении источником ИК излучения или источником типа А в сочетании со специальным ИК фильтром и без него, соответственно. Выходной сигнал R должен превышать минимальный регистрируемый сигнал не менее чем в 1000 раз. Погрешность r в этом случае вычисляют по формуле

$$r = \left| \frac{R(\text{ИК})}{R} - r_0 \right|.$$

При этом

$$r_0 = \frac{\int_0^{\infty} \varphi(\lambda)_{\text{ИК}} \tau(\lambda)_{\text{ИК}} V(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \varphi(\lambda)_{\text{ИК}} V(\lambda) d\lambda},$$

где $\varphi(\lambda)_{\text{ИК}}$ — спектральное распределение лампы; $\tau(\lambda)_{\text{ИК}}$ — спектральное пропускание ИК фильтра.

Допустимое значение r составляет не более $0,8 \cdot 10^{-2}$.

4. Определение погрешности градуировки люксметра выполняют одним из двух методов:

- путем измерения освещенности от источника типа А;
- путем сличения с фотометром с известным коэффициентом преобразования (при освещении источником А).

Погрешность градуировки люксметра определяют при освещении люксметра в направлении, перпендикулярном к его приемной поверхности, в одной точке диапазона освещенностей на расстоянии от источника не менее чем 1 м. При использовании первого метода проводят поочередно измерения исследуемым люксметром освещенности от каждой из эталонных светоизмерительных ламп накаливания.

Лампу и люксметр устанавливают в оптическом тракте таким образом, чтобы центр тела накала лампы и центр приемной поверхности люксметра находились на одной оптической оси. Тело накала лампы и приемная поверхность люксметра должны располагаться в плоскостях, перпендикулярных оптической оси. Измеряют расстояние L (с погрешностью не более $0,1 \cdot 10^{-2}$) от плоскости тела накала лампы до плоскости приемной площадки ФГ люксметра в метрах. Вычисляют значение освещенности E_i в люксах от

светоизмерительной лампы по формуле

$$E = \frac{I_i}{L^2},$$

где I_i — сила света i -й лампы.

Выводят лампу на рабочий режим и снимают показания люксметра E_{xi} . Определяют среднее арифметическое результатов наблюдений по формуле

$$\bar{E}_x = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n E_{xi}, \quad (11.2)$$

где n — количество наблюдений.

При использовании второго метода проводят поочередное сличение показаний исследуемого люксметра с показаниями трех эталонных фотометров.

Фотометры поочередно устанавливают перед источником, фиксируют их реакцию и определяют действительное значение освещенности в плоскости приемной площадки фотометра по формуле

$$E_0 = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 E_i = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \frac{R_i}{s_i},$$

где R_i — выходной сигнал i -го фотометра; s_i — световая характеристика i -го фотометра. Затем на том же расстоянии устанавливают исследуемый люксметр и снимают его показания E_{xi} . Перестановку приборов производят не менее двух раз. Определяют среднее арифметическое по формуле (11.2). Определяют погрешность градуировки люксметра:

$$f_2 = \frac{E_0 - \bar{E}_x}{E_0}.$$

5. Погрешность калибровки яркомера определяют прямыми измерениями яркости протяженного равномерного источника типа А. Эталонный источник яркости может быть выполнен несколькими способами:

- а) в виде сферического интегратора с известной выходной апертурой Q ;
- б) в виде светоизмерительной лампы и диффузного рассеивателя, работающего на пропускание, в комплекте с известной выходной апертурой Q ;
- в) в виде светоизмерительной лампы и диффузного рассеивателя, работающего на отражение.

Для способов а) и б) яркость эталонного источника определяется по формуле

$$L = \frac{El^2}{Q\Omega_0},$$

где E — освещенность, создаваемая на расстоянии l от эталонного источника с площадью светящейся поверхности Q ; Ω_0 — единичный телесный угол.

Для способа в) яркость источника определяется по формуле

$$L = \frac{\beta I}{\pi l^2},$$

где I — сила света светоизмерительной лампы; l — расстояние между светоизмерительной лампой и диффузным рассеивателем; β — коэффициент яркости диффузного рассеивателя для геометрии $d_{0/45}$.

Погрешность калибровки яркомера определяют из соотношения

$$f_2 = \frac{L_0 - \bar{L}_x}{L_0},$$

где $\bar{L}_x$ — среднее арифметическое (аналогично п. 4).

6. Отклонение характеристики преобразования прибора от линейной определяют во всем диапазоне измерений с использованием метода сложения света при помощи диафрагм с отверстиями или с источником дополнительного света.

Погрешность, обусловленную отклонением характеристики преобразования от линейной, вычисляют по формуле

$$f_3 = 1 - \Pi\mu_k,$$

где $\mu_k = (E_i + E_j)/E_{i+j}$; i — количество выбранных поддиапазонов ($i > 3$); E_i — показание прибора при выбранном i -м уровне освещенности (яркости); E_j — показание прибора при выбранном j -м уровне освещенности (яркости) $E_j = (0,1-0,5) E_i$.

7. Определение погрешности измерения при отклонениях от нормальных значений температуры $f(T)$ производят при освещенности (яркости), соответствующей наибольшему значению произвольно выбранного диапазона измерения прибора. В качестве источника света используют источник типа А.

Измерения проводят при помощи термостатирующей системы, изменяя температуру исследуемого люксметра от минимального до максимального значения в соответствии с рабочими условиями применения. Термостатирующая система должна обеспечивать при заданной температуре возможность создания постоянной освещенности на приемной поверхности прибора и возможность наблюдения за его показаниями. Термостатирующая система должна позволять поддерживать температуру исследуемого прибора с погрешностью, не превышающей $\pm 1^\circ\text{C}$. Температуру воздуха измеряют при помощи термометра, расположенного вблизи приемной поверхности прибора.

Прибор помещают в термостатирующую систему, выдерживают при установившейся температуре не менее 1 часа и производят отсчет показаний при фиксированных температурах. Освещение ИП прибора необходимо производить только в момент считывания его показаний. Измерения повторяют после естественного охлаждения (нагрева) прибора в термостатирующей системе до нормальной температуры.

Температурную зависимость показаний прибора характеризуют выражением

$$f_4 = \frac{E(T)}{E(T_0)} - 1,$$

где $E(T)$ — показание прибора при заданной температуре T ; $E(T_0)$ — показание прибора при номинальном значении температуры, равном 23°C .

Для температурной характеристики прибора определяют температурный коэффициент a в относительных единицах на градус Цельсия по формуле

$$a = \frac{E(T_{\max}) - E(T_{\min})}{E(T_0)} \frac{1}{T_{\max} - T_{\min}},$$

где $E(T_{\max})$ — показание при максимальной температуре эксплуатации; $E(T_{\min})$ — показание при минимальной температуре эксплуатации.

Действительное значение освещенности при температуре T рассчитывают по формуле

$$E = E(T) [a\Delta T + 1]^{-1},$$

где $\Delta T = T - T_0$.

8. Косинусную погрешность люксметра определяют на одном из его диапазонов измерений при освещении источником типа А.

Особое внимание следует обратить на защиту ФГ от рассеянного света. Вращением ФГ вокруг горизонтальной или вертикальной оси изменяют угол падения по отношению к центру диффузной насадки ФГ. Центр вращения должен совпадать с центром диффузной насадки.

Измерения производят как минимум в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях. Зависимость показаний люксметра от угла падения света характеризуют выражением

$$f_5(\varepsilon, \varphi) = \frac{E(\varepsilon, \varphi)}{E(0, \varphi) \cos \varepsilon} - 1,$$

где $E(\varepsilon, \varphi)$ — показание люксметра, зависящее от угла падения ε , измеренного по отношению к нормали к приемной площадке ФГ, и азимутального угла φ .

Предел допускаемой дополнительной погрешности в зависимости от угла падения света (косинусная погрешность) не должен превышать значений, приведенных в табл. 11.3.

Таблица 11.3. Допустимые значения косинусной погрешности

Угол падения света, град.	Косинусная погрешность, отн. ед.
5	$0,2 \cdot 10^{-2}$
15	$1,0 \cdot 10^{-2}$
30	$2,0 \cdot 10^{-2}$
60	$7,0 \cdot 10^{-2}$
85	$15,0 \cdot 10^{-2}$

9. Погрешность утомляемости определяют при стабильном освещении люксметра (яркости эталонного источника яркости для яркомера) в направлении, перпендикулярном к его приемной поверхности, при наибольшем уровне измеряемой им освещенности (яркости). В качестве источника света используют источник А. Время измерений контролируют при помощи секундомера. Прибор выдерживают в темноте в течение не менее 24 часов, затем освещают и снимают его показания через промежуток времени t_0 , соответствующий времени выхода прибора на рабочий режим, а затем через t . Определяют

погрешность утомляемости в соответствии с выражением

$$f_6(t) = \frac{E(t)}{E(t_0)} - 1,$$

где $E(t)$ и $E(t_0)$ — показания прибора через t_0 и t соответственно.

Допускается характеризовать утомляемость с помощью одной числовой величины, определяемой по формуле

$$f_6 = \frac{E(30 \text{ мин})}{E(10 \text{ с})} - 1,$$

где $E(30 \text{ мин})$ — показание прибора через 30 минут после начала освещения; $E(10 \text{ с})$ — показание прибора через 10 с после начала освещения.

10. Погрешность отображающего устройства люксметра (яркомера) с цифровым представлением результата измерения определяют в соответствии с уравнением

$$f_7 = \frac{kd}{|P_{\max}|},$$

где k — коэффициент перехода между шкалами; d — погрешность квантования (например, ± 1 цифра); $P_{\max}$ — максимальное отображаемое дисплеем число (для 2-разрядного — 99; 3-разрядного — 999; 4-разрядного — 9999; 31/2-разрядного — 1999).

11. Расчет основной относительной погрешности СИ освещенности и яркости выполняют по формуле

$$\Delta_D = 1,1 \sqrt{\sum f_i^2}.$$

Практически все изложенное в данном параграфе непосредственно относится и к радиометрам, только следует при этом помнить, что их ИГ преобразуют не световые, а энергетические величины. Это означает, что радиометры градуируются в энергетических единицах.

В качестве конкретного примера передачи размера единицы рассмотрим методику калибровки по освещенности фотометрической головки люксметра по источнику типа А при промышленном выпуске этого прибора. Подобную передачу размера единицы можно классифицировать как эталонное измерение фотометрической величины.

Калибровка ФГ должна выполняться с помощью фотометрической установки, состоящей из: оптического тракта; системы юстировки; рабочего эталона, в состав которого входят группы светоизмерительных ламп типов СИС 107-500 или СИС 40-100 и (или) группа фотометрических головок с известным коэффициентом преобразования для измерений силы света и освещенности, создаваемых источником типа А; системы питания; системы защиты от рассеянного света; системы регистрации и обработки информации; системы измерения расстояний.

В зависимости от состава рабочего эталона возможны два сценария выполнения калибровки ФГ.

1. В состав РЭ входит группа светоизмерительных ламп. Процесс калибровки состоит из следующих операций:

— устанавливают одну из ламп эталона в патрон стола для юстировки;

— винтами узла юстировки и с помощью лазера, задающего оптическую ось всего тракта, устанавливают тело накала лампы перпендикулярно оптической оси так, чтобы линия лазера проходила через центр тела накала лампы и через центр окна экрана, установленного для каждого типа светоизмерительных ламп и обеспечивающего экранирование излучения от всей колбы (открытым остается только тело накала лампы);

— в соответствующий узел крепления и юстировки устанавливают калибруемую ФГ;

— юстируют ФГ в оптическом тракте таким образом, чтобы оптическая ось (луч лазера для юстировки) проходила через центр диффузной насадки;

— измеряют расстояние l между телом накала лампы и плоскостью, касательной к плоскости, проходящей через центр диффузной насадки люксметра, с помощью сфокусированного визирного устройства с перекрестием, совмещенным с оптической осью тракта;

— подают напряжение на лампу, постепенно доводя до паспортного значения;

— после 15-минутного прогрева лампы при заданном напряжении питания измеряют ток лампы, сверяя его с записанным в свидетельстве о поверке эталона значением;

— рассчитывают освещенность E_ν в плоскости ФГ по формуле

$$E_\nu = I/l^2,$$

где I — сила света (свидетельство о поверке РЭ);

— резистором люксметра устанавливают на дисплее электронного блока показание люксметра $E_{\text{люксметра}} = E_\nu$ для первой лампы эталона;

— весь сценарий повторяют для каждой из ламп, входящих в состав эталона;

— показание люксметра E_n для каждой из n ламп сравнивают с расчетным значением $E_{\nu n}$, полученным по приведенной формуле на основании значения силы света лампы, приведенного в свидетельстве о поверке РЭ, определяя при этом ΔE — разницу между ними;

— СКО результата калибровки рассчитывают по формуле

$$S = \sqrt{\frac{\Delta E^2}{n(n-1)}}.$$

2. В состав РЭ входит группа фотометрических головок. Если РЭ единицы силы света и освещенности состоит только из группы ФГ, операция калибровки люксметра сводится к прецизионному измерению освещенности (создаваемой светоизмерительной лампой, работающей в режиме источника типа А) в плоскости, куда будет помещена ФГ калибруемого прибора.

В этом случае может быть использована одна светоизмерительная лампа, к которой предъявляются только два требования: во-первых, высокая стабильность за время горения порядка двух часов, а, во-вторых, ее цветовая температура должна составлять 2856 ± 30 К, т.е. лампа выступает в роли компаратора.

В оптическом тракте, аналогичном тракту, приведенному в первом сценарии, юстируется светоизмерительная лампа. Создаваемая освещенность измеряется с помощью группы ФГ в ранге рабочего эталона. При этом ФГ

устанавливаются в плоскости измерений таким образом, чтобы их апертурная диафрагма была перпендикулярна оптической оси, которая, в свою очередь, должна проходить через центр апертуры. Освещенность рассчитывается по формуле

$$E_{\nu} = \frac{1}{3}(E_1 + E_2 + E_3),$$

где $E_i = R_i/s_i$ — освещенность, измеренная с помощью i -й ФГ; R_i — сигнал соответствующий ФГ; s_i [А/лк] — коэффициент ее преобразования.

Независимо от типа ФГ в составе рабочего эталона (с тубусом входных диафрагм или с одной апертурой) необходимо тщательно проверять влияние рассеянного света на результаты измерений. Как правило, такая операция проверки выполняется в процессе исследований установки в целом и оценивается погрешностью выполнения закона обратных квадратов. Особенно опасен рассеянный свет в процессе операции калибровки ФГ люксметра, так как она имеет насадку для косинусной коррекции.

После определения освещенности в плоскость выполнения измерений помещается ФГ люксметра. На дисплейном экране блока электроники люксметра регулировочным резистором устанавливается полученное в результате измерений с ФГ эталона значение E_{ν} . Таким образом, СКО результата калибровки люксметра по источнику типа А будет определяться СКО результата измерения освещенности в заданной плоскости.

Практика измерений показала, что СКО результата калибровки по второму сценарию в 1,5–2 раза меньше по сравнению с первым. Это подтверждает преимущества детекторного подхода в эталонных измерениях в фотометрии.

11.2. Воспроизведение фотометрических шкал и единиц и передача их размеров вторичным эталонам

Современный первичный эталон канделы, возглавляющий Государственную поверочную схему в этом виде измерений, разработан во ВНИИОФИ и базируется на сочетании высокотемпературной МЧТ и эталонного радиометра. От первичного эталона канделы размер единицы фотометром передается эталонным лампам силы света.

Рассмотрим более подробно первичный эталон канделы, систему ОЕИ в области фотометрии и перспективы воспроизведения люмена на основе ВМЧТ.

Структурная схема эталона канделы изображена на рис. 11.1. Эталонная установка состоит из первичного фотометра, ВМЧТ, систем измерения температуры ВМЧТ, спектрального пропускания светофильтра, сбора и обработки измерительной информации, передачи размера единицы.

Калибровочный коэффициент радиометра

$$s_e = \frac{U_e}{E_e} \left[\frac{B \cdot \text{м}^2}{\text{Вт}} \right],$$

где U_e — выходной сигнал радиометра; E_e — СПЭО в плоскости апертурной диафрагмы радиометра, причем ее значение определяется в соответствии

с законом Стефана–Больцмана:

$$E_e = \frac{\varepsilon_{\text{эф}} \sigma T^4 Q (1 - K_d) K_e}{\pi l^2},$$

где K_d — корректирующий коэффициент, учитывающий дифракционные потери на выходной апертуре ВМЧТ и входной апертуре радиометра; K_e — корректирующий коэффициент, учитывающий геометрические размеры апертуры ВМЧТ; Q — площадь выходной апертуры ВМЧТ; T — температура излучающей полости ВМЧТ; σ — постоянная Стефана–Больцмана; l — расстояние между апертурами ВМЧТ и радиометра; $\varepsilon_{\text{эф}}$ — эффективная излучательная способность ВМЧТ.

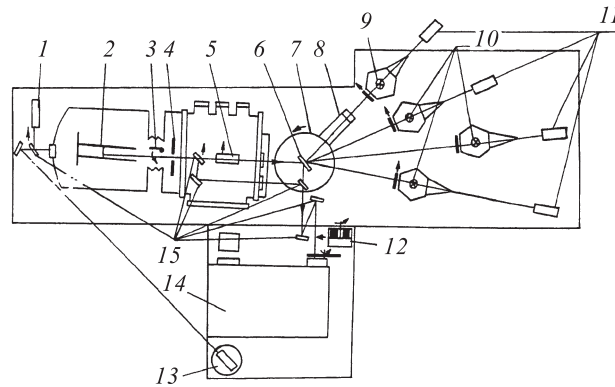


Рис. 11.1. Структурная схема эталона кандеры ВНИИОИ: 1 — фотопирометр; 2 — ВМЧТ; 3 — клапан подачи холодной воды; 4 — апертурная диафрагма; 5 — радиометр; 6 — фотометр; 7 — гониометр; 8 — вакуумированный резервуар с радиометром; 9 — лампа сравнения; 10 — лампы ВЭ; 11 — юстировочные лазеры; 12 — микроскоп; 13 — теодолит; 14 — спектрометр; 15 — зеркала

После измерения T_1 и T_2 радиометр удаляется с оптической оси, а монохроматором выполняется измерение $L_{e,\lambda}$ на длине волны λ в видимой области спектра. Температура T_1 выбирается в диапазоне 1800–2000 К, а T_2 — от 2500 до 3000 К. Тогда находим [4, 6]:

$$Z = \frac{T_1^4}{T_2^4}; \quad X = \frac{L_{e,\lambda}(\lambda, T_1)}{L_{e,\lambda}(\lambda, T_2)} \approx e^{\frac{\lambda}{c_2} \left[\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right]},$$

откуда

$$T_1 = \frac{c_2(Z^{1/4} - 1)}{\lambda \ln X}; \quad T_2 = \frac{c_2(Z^{1/4} - 1)}{Z^{1/4} \lambda \ln X},$$

и

$$L_{e,\lambda}(\lambda, T_2) = \frac{c_1}{\pi \lambda^5} \left[X^{(Z^{1/4} - 1)^{-1}} - 1 \right]^{-1},$$

где c_1, c_2 — постоянные излучения.

С учетом этих соотношений, при температуре T_2 ,

$$E_e = \frac{c_2^4 \sigma \varepsilon_{\text{эф}} Q (1 - K_d) K_e}{\pi l^2} \frac{(Z^{1/4} - 1)^4}{Z \lambda^4 \ln^4 X}.$$

Затем с помощью отдельной установки измеряется спектральное пропускание корректирующего под $V(\lambda)$ светофильтра. Для обеспечения достаточной точности измерений фильтр помещается перед входом в модель радиометра, состоящую из набора входных диафрагм, геометрические параметры которого в точности соответствуют набору диафрагм реального радиометра. Излучение калибруемой эталонной лампы силы света проходит сквозь фильтр и модель оптического входа радиометра и воспринимается спектрометром. Затем радиометр помещается в специальный вакуумированный резервуар с находящимся перед ним $V(\lambda)$ -фильтром. Освещенность, создаваемая калибруемой лампой на входной диафрагме радиометра, равна E_ν , а калибровочный коэффициент первичного фотометра равен

$$s_\nu = \frac{U_\nu}{E_\nu} \quad [B \cdot \text{лк}^{-1}],$$

где U_ν — выходной сигнал фотометра, облучаемого калибруемой лампой с СПЭО $E_{e,\lambda}$.

Значения U_ν и E_ν определяются из соотношений

$$U_\nu = s_e \tau_m \int_0^\infty E_{e,\lambda}(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda; \quad E_\nu = K_m \int_0^\infty E_{e,\lambda}(\lambda) V(\lambda) d\lambda,$$

где τ_m и $\tau(\lambda)$ — соответственно, максимальное значение и распределение относительного спектрального пропускания фильтра.

С учетом вышеприведенных соотношений получаем выражение для калибровочного коэффициента s_ν фотометра:

$$\begin{aligned} s_\nu &= \frac{\pi l^2 U_e \tau_m K_e}{K_m \varepsilon_n \sigma T^4 Q (1 - K_d)} \cdot \frac{\int_0^\infty E_{e,\lambda}(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty E_{e,\lambda}(\lambda) V(\lambda) d\lambda} = \\ &= \frac{\pi l^2 U_e \tau_m Z \ln^4 X}{K_m \varepsilon_n \sigma T^4 Q (1 - K_d) (Z^{1/4} - 1)^4} \cdot \frac{\int_0^\infty E_{e,\lambda}(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty E_{e,\lambda}(\lambda) V(\lambda) d\lambda} \end{aligned}$$

и

$$\frac{ds_\nu}{s_\nu} \approx 4 \frac{dT}{T}.$$

Оказалось, что использование закона Стефана–Больцмана вместо закона Планка снижает влияние неопределенности измерения температуры на точность воспроизведения канделы в 2,5 раза. Именно поэтому калиброванный

по ВМЧТ радиометр, а не просто ВМЧТ, был выбран в качестве основы ПЭ канделы.

В табл. 11.4 приведены составляющие и суммарная неопределенность воспроизведения канделы во ВНИИОФИ.

В целях реализации системы ОЕИ световых величин была разработана и внедрена с 1991 г. Государственная поверочная схема во главе с ПЭ канделы.

Таблица 11.4. Сводная таблица неопределенностей воспроизведения канделы во ВНИИОФИ

Источник неопределенности	Значение при доверительном уровне 95 %, %
Сигнал первичного фотометра, U	0,05
Расстояние, l	0,10
τ_m (при $\lambda = 555$ нм)	0,10
E_e (погрешность измерения T)	0,35
$\varepsilon_{\text{эф}}$	0,05
Q	0,03
K_d	0,03
Нестабильность S_ν	0,10
Суммарное значение (квадратурное суммирование)	0,40

Первичный и вторичные эталоны. Государственный первичный эталон применяют для передачи размера единицы силы света эталону-копии методом косвенных измерений.

В качестве эталона-копии единиц силы света и освещенности — люкса (лк) применяют комплексы, каждый из которых состоит из пяти фотоизмерительных ламп типа СИС (переменных по своему составу групп) с номинальными значениями силы света (35 ± 4) кд, при цветовой температуре (2860 ± 15) К, (500 ± 50) кд, при цветовой температуре (2800 ± 15) К и (100 ± 10) кд, при цветовой температуре (2860 ± 15) К, и (или) не менее трех фотометров в диапазоне измерений $(30\text{--}1500)$ лк; компаратора (фотометра или фотоизмерительной лампы); оптического стенда, системы питания, стабилизации, регистрации и контроля. Средние квадратические отклонения результатов сличений эталона-копии единиц силы света и освещенности с государственным не должны превышать $0,26 \cdot 10^{-2}$. Эталон-копию единиц силы света и освещенности применяют для передачи размеров единиц ВЭ сличением при помощи компаратора (фотометра или фотоизмерительной лампы) и методом косвенных измерений.

В качестве ВЭ единиц силы света и освещенности непрерывного излучения применяют комплексы, каждый из которых состоит из пяти фотоизмерительных ламп типа СИС (переменных по своему составу групп) с номинальными значениями силы света (35 ± 4) кд, при цветовой температуре (2360 ± 15) К, (500 ± 50) кд, при цветовой температуре (2800 ± 15) К и (100 ± 10) кд, при цветовой температуре (2860 ± 15) К, и (или) не менее трех фотометров в диапазоне измерений $(10\text{--}1500)$ лк, компаратора (фотометра или фотоизмерительной

лампы), оптического стенда, системы питания, стабилизации, регистрации и контроля.

В качестве ВЭ единицы светового потока — люмена (лм) непрерывного излучения применяют комплексы, каждый из которых состоит из пяти светоизмерительных ламп типа СИП (переменных по своему составу групп) с номинальными значениями светового потока (500 ± 50) лм, при цветовой температуре (2360 ± 15) К и (3500 ± 400) лм, при цветовой температуре (2800 ± 15) К, фотометра, системы питания, стабилизации, регистрации и контроля.

В качестве ВЭ единиц силы света и освечивания — канделы-секунды (кд·с) импульсного излучения применяют комплексы, каждый из которых состоит из пяти светоизмерительных ламп типа СИС (переменных по своему составу групп) с максимальными значениями силы света (35 ± 4) кд, при цветовой температуре (2360 ± 15) К, (500 ± 50) кд, при цветовой температуре (2800 ± 15) К и (100 ± 10) кд, при цветовой температуре (2860 ± 15) К и значениями освечивания от 0,1 до 1000 кд·с, системы формирования импульса, компаратора (фотометра и экспозиметра), оптического стенда, системы питания, стабилизации, регистрации и контроля. Средние квадратические отклонения результатов сличений ВЭ единиц силы света и освещенности непрерывного излучения с эталоном-копией не должны превышать $0,3 \cdot 10^{-2}$. Средние квадратические отклонения результатов сличений ВЭ единицы светового потока непрерывного излучения с эталоном-копией не должны превышать $0,7 \cdot 10^{-2}$. Средние квадратические отклонения результатов сличений ВЭ единиц силы света и освечивания импульсного излучения с эталоном-копией не должны превышать $0,8 \cdot 10^{-2}$.

Вторичные эталоны единиц силы света и освещенности непрерывного излучения применяют для передачи размеров единиц РЭ методом косвенных измерений, сличением при помощи компаратора (фотометра или светоизмерительной лампы), непосредственным сличением и РСИ сличением при помощи компаратора (светоизмерительной лампы).

Вторичные эталоны единицы светового потока непрерывного излучения применяют для передачи размера единицы РЭ сличением при помощи компаратора (фотометра).

Вторичные эталоны единиц силы света и освечивания импульсного излучения применяют для передачи размеров единиц силы света, освечивания и световой экспозиции — люкс-секунды (лк·с) импульсного излучения РЭ: единиц силы света и освечивания — сличением при помощи компаратора (фотометра и экспозиметра), а единицы световой экспозиции — методом прямых измерений.

Разрядные эталоны. В качестве РЭ единицы силы света малых уровней применяют фотометры в диапазоне измерений ($1 \cdot 10^{-5}$ –1) кд и излучатели (переменные по своему составу группы), каждая из которых состоит из светоизлучающих диодов с длиной волны излучения, различающейся в пределах ± 10 нм, при полуширине спектрального диапазона (20–40) нм, или из трех светоизмерительных ламп со светофильтрами, имитирующих спектр излучения СИД, со значениями силы света от $2 \cdot 10^{-4}$ до $3 \cdot 10^{-3}$ кд.

В качестве РЭ единицы силы света и освещенности непрерывного излучения применяют комплексы, каждый из которых состоит из трех светоизмерительных ламп типа СИС (переменных по своему составу групп) с номинальными значениями силы света (35 ± 4) и (100 ± 10) кд, при цветовой температуре

(2360 ± 25) К, (500 ± 50) кд, при цветовой температуре (2800 ± 25) К и (100 ± 10) и (1000 ± 100) кд, при цветовой температуре (2860 ± 25) К и (или) не менее трех фотометров в диапазоне измерений (1–1000) лк, люксметров в диапазоне измерений (2–500) лк, фотометров для солнечного излучения в диапазоне измерений ($1 \cdot 10^3$ – $2 \cdot 10^5$) лк, компаратора (фотометра или осветителя), оптического стенда, системы питания, стабилизации, регистрации и контроля.

В качестве РЭ единицы светового потока непрерывного излучения применяют комплексы, каждый из которых состоит из трех светоизмерительных ламп типа СИП (переменных по своему составу групп) с номинальными значениями светового потока (10 ± 1), (50 ± 5), (150 ± 20) лм, при цветовой температуре (2360 ± 25) К и (500 ± 50), (1500 ± 150) и (3500 ± 400) лм, при цветовой температуре (2800 ± 25) К, компаратора (фотометра), системы регистрации.

В качестве РЭ единицы световой экспозиции импульсного излучения применяют экспозиметры в диапазоне измерений (0,1–1000) лк·с.

В качестве РЭ единицы максимального значения силы света и освечивания импульсного излучения применяют комплексы, каждый из которых состоит из трех светоизмерительных ламп типа СИС с системой формирования импульса (переменных по своему составу групп) с максимальными значениями силы света (35 ± 4) и (100 ± 10) кд, при цветовой температуре (2360 ± 25) К, (500 ± 50) и (1000 ± 100) кд, при цветовой температуре (2800 ± 25) К, (100 ± 10) кд, при цветовой температуре (2860 ± 25) К, освечивания — от 0,1 до 1000 кд·с, трех газоразрядных импульсных источников (переменных по своему составу групп) с максимальными значениями силы света от $1 \cdot 10^5$ до $3 \cdot 10^6$ кд, освечивания — от 1 до 1000 кд·с, компаратора (фотометра и экспозиметра), оптического стенда, системы питания, стабилизации, регистрации и контроля. Пределы допускаемых относительных погрешностей РЭ составляют от $1,2 \cdot 10^{-2}$ до $10 \cdot 10^{-2}$.

Разрядные эталоны применяют для поверки РСИ силы света, освещенности, светового потока и яркости непрерывного излучения методами прямых и косвенных измерений, сличением при помощи компаратора (фотометра и осветителя) и для поверки РСИ максимального значения силы света, освечивания, освещенности и световой экспозиции импульсного излучения: силы света и освечивания — сличением при помощи компаратора (фотометра и экспозиметра), освещенности и световой экспозиции — методом прямых измерений и сличением при помощи компаратора (экспозиметра).

Рабочие средства измерений. В качестве РСИ силы света, освещенности, светового потока и яркости непрерывного излучения применяют излучатели, фотометры и ФГ с измерителями тока, фотометры, люксметры, светоизмерительные лампы типа СИС, измерительные лампы, яркомёры, фотометры для естественного освещения, светоизмерительные лампы типа СИП и разрядные измерительные лампы.

В качестве РСИ максимального значения силы света, освечивания, освещенности и световой экспозиции импульсного излучения применяют светоизмерительные лампы типа СИС с системой формирования импульса, импульсные фотометры и экспозиметры и газоразрядные импульсные источники.

Диапазон измерений излучателей составляет ($1 \cdot 10^{-5}$ –1) кд.

Диапазоны измерений фотометров и ФГ с измерителями тока составляют ($1 \cdot 10^{-5}$ –1) кд, фотометров — ($1 \cdot 10^3$ – $1 \cdot 10^9$) кд, фотометров для естествен-

ного освещения — $(5 \cdot 10^{-1} - 2 \cdot 10^5)$ лк, люкسمетров — $(1 \cdot 10^{-2} - 2 \cdot 10^5)$ лк и $(1 - 1 \cdot 10^5)$ лк и яркомеров — $(1 \cdot 10^{-1} - 1 \cdot 10^{10})$ кд · м².

Номинальные значения силы света светоизмерительных ламп типа СИС составляют от 1 до 1500 кд, измерительных ламп — от 1 до 5000 кд.

Номинальные значения светового потока разрядных измерительных ламп составляют от $1 \cdot 10^2$ до $5 \cdot 10^4$ лм, светоизмерительных ламп типа СИП — от 10 до 3500 лм.

Максимальные значения силы света светоизмерительных ламп типа СИС с системой формирования импульса составляют от 1 до 1500 кд, значения освечивания — от 0,1 до 1500 кд · с.

Диапазоны измерений импульсных фотометров и экспозиметров составляют $(1 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^4)$ лк и $(1 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^4)$ лк · с.

Максимальные значения силы света газоразрядных импульсных источников составляют от $1 \cdot 10^4$ до $1 \cdot 10^7$ кд, значения освечивания — от 1 до $1 \cdot 10^4$ кд · с.

Пределы допускаемых относительных погрешностей РСИ составляют от 2 до 25 процентов.

Ранее описан разработанный во ВНИИОФИ ряд ВМЧТ различной конструкции. Широкоапертурные МЧТ позволяют использовать их в качестве эталонных источников лучистого потока при достаточно больших телесных углах. Кроме того, разработан ряд новых прецизионных способов определения параметров излучения таких моделей.

Таким образом, были подготовлены и определены условия для разработки независимого метода воспроизведения размера единицы светового потока — люмена, позволяющего сравнивать световые потоки абсолютного источника — ЧТ и эталонной лампы. При этом сферический интегратор используется в качестве компаратора.

На рис. 11.2 представлена упрощенная схема воспроизведения люмена на базе ВМЧТ и ИС. Схема содержит широкоапертурную ВМЧТ с апертурной диафрагмой площадью $A_{ВВ}$, расположенной на расстоянии l от входной диафрагмы сферы площадью $A_{сф}$, ФГ с экраном внутри сферы.

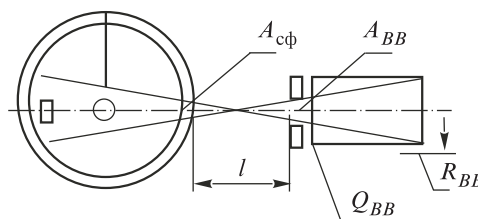


Рис. 11.2. Схема воспроизведения люмена

Задача определения светового потока $F_{\nu}^{ВВ}$, создаваемого ВМЧТ, и его сравнение со световым потоком фотометрической лампы $F_{\nu}^{лампы}$ решается с помощью этой схемы.

Реализация предлагаемого метода возможна только благодаря новым разработкам в области создания широкоапертурных ВМЧТ. Результаты расчетов световых потоков таких ВМЧТ в зависимости от апертур излучателя и сферического интегратора при заданном расстоянии l представлены на рис. 11.3 для диапазона температур полостей от 2500 до 3200 К.

Оптимизация конструкции графитовой ВМЧТ, при температуре 2800 К, с радиусом выходной апертуры, равным 7 мм, и расстоянием до входной апертуры ИС, $l = 300$ мм, определяет следующие размеры полости ВМЧТ: длина — 320 мм, радиус — 38 мм, радиус выходной диафрагмы 16 мм. Такие размеры

ВМЧТ обеспечивают значение $\varepsilon_{\text{эф}}$ не менее чем 0,9995. Это означает, что поток излучения определяется только дном полости и не более, чем одной третью поверхности, прилегающей ко дну стенок полости. По оценкам электрическая мощность, потребляемая такой ВМЧТ, не превысит 50 кВт.

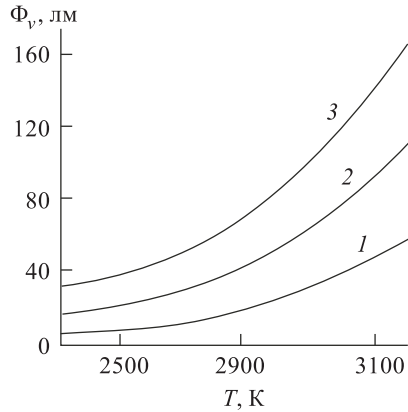


Рис. 11.3. Световой поток черного тела в зависимости от его температуры при различных радиусах входной диафрагмы сферы (1 — $R_{\text{сф}} = 15$ мм, 2 — $R_{\text{сф}} = 20$ мм, 3 — $R_{\text{сф}} = 25$ мм) и фиксированных параметрах: радиус $A_{\text{ВВ}} = 7$ мм и $l = 300$ мм

В табл. 11.5 представлены результаты расчета внутреннего радиуса поверхности ВМЧТ $R_{\text{ВВ}}$ и радиуса его выходной диафрагмы $Q_{\text{ВВ}}$ для разных радиусов входной диафрагмы сферы $R_{\text{сф}}$, но при фиксированном расстоянии $l = 300$ мм между апертурной $A_{\text{ВВ}}$ и выходной $Q_{\text{ВВ}}$ диафрагмами ВМЧТ при радиусе апертуры $A_{\text{ВВ}} = 7$ мм.

Световой поток $F_\nu^{\text{ВВ}}$, распространяющийся внутри сферы,

$$F_\nu^{\text{ВВ}} = E_\nu A_{\text{сф}},$$

где E_ν — освещенность, создаваемая ВМЧТ в плоскости входной диафрагмы сферы $A_{\text{сф}}$, расположенной на расстоянии l от апертуры $A_{\text{ВВ}}$, и равная

$$E_\nu = \frac{L_\nu A_{\text{ВВ}}}{l^2},$$

где L_ν — яркость ВМЧТ в плоскости апертуры $A_{\text{ВВ}}$,

$$L_\nu = K_m \int L_{\text{е},\lambda}(\lambda, T) V(\lambda) d\lambda,$$

где K_m — максимальная спектральная световая эффективность; $L_{\text{е},\lambda}(\lambda, T)$ — относительное спектральное распределение яркости ВМЧТ; T — температура ВМЧТ; λ — длина волны; $V(\lambda)$ — относительная спектральная световая эффективность.

Таблица 11.5. Результаты расчетов радиусов $R_{\text{ВВ}}$ и $Q_{\text{ВВ}}$

$R_{\text{сф}}, \text{ мм}$	$Q_{\text{ВВ}}, \text{ мм}$	$R_{\text{ВВ}}, \text{ мм}$
15	14,3	37,8
20	16,0	45,0
23	17,0	49,0
25	17,7	52,0

Таким образом

$$F_\nu^{\text{ВВ}} = \frac{1}{l^2} K_m A_{\text{ВВ}} A_{\text{сф}} \int_0^\infty L_{\text{е},\lambda}(\lambda, T) V(\lambda) d\lambda.$$

С учетом закона Планка получаем следующее выражение:

$$\int_0^{\infty} L_{e,\lambda}(\lambda, T) V(\lambda) d\lambda = \frac{c_1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\lambda^{-5} V(\lambda)}{\exp(c_2/\lambda T - 1)} d\lambda,$$

где c_1, c_2 — постоянные излучения.

В реальных условиях формула воспроизведения люмена принимает вид

$$F_{\nu}^{BB} = \frac{c_1 \varepsilon_{\text{эф}} K_m A_{BB} A_{\text{сф}} (1 - K_d^{BB})(1 - K_d^{\text{сф}})}{\pi l^2} \int_0^{\infty} \frac{\lambda^{-5} V(\lambda)}{\exp(c_2/\lambda T - 1)} d\lambda, \quad (11.3)$$

где $\varepsilon_{\text{эф}}$ — эффективная излучательная способность ВМЧТ; $K_d^{BB}, K_d^{\text{сф}}$ — дифракционные потери на соответствующих диафрагмах.

Все линейные измерения и измерения температуры ВМЧТ выполняются независимыми экспериментальными методами. Эффективная излучательная способность $\varepsilon_{\text{эф}}$ рассчитывается методом Монте-Карло. Дифракционные потери определяют с помощью таблиц дифракционных потерь.

Оценка погрешности воспроизведения люмена была выполнена на основе литературных источников, опыта экспериментальной работы и в соответствии с формулой (11.3). Составляющие погрешности приведены в табл. 11.6 для одного стандартного отклонения. Суммарная оценка проведена с учетом доверительной вероятности 0,95 и составляет $0,1 \cdot 10^{-2}$.

Т а б л и ц а 11.6. Составляющие погрешности воспроизведения люмена

Составляющая погрешности	Значение, %
A_{BB}	0,03
$A_{\text{сф}}$	0,03
$\varepsilon_{\text{эф}}$	0,05
c_1	0,01
K_d^{BB}	0,03
$K_d^{\text{сф}}$	0,03
c_2/T	0,02
l	0,02
Суммарная погрешность 0,1	

После того как определен поток F_{ν}^{BB} , входящий в сферу при определенном телесном угле, следует этап его сличения с полным световым потоком $F_{\nu}^{\text{лам}}$ эталонной фотометрической лампы при телесном угле 4π .

Если допустить, что покрытие сферы пространственно однородно и не-селективно, а ОСХ ФГ идеально соответствует относительной спектральной световой эффективности, формула сравнения двух потоков примет вид

$$F_{\nu}^{\text{лам}} = \frac{F_{\nu}^{BB} i^{\text{лам}}}{i^{BB}},$$

где $i^{\text{лампа}}$ — сигнал ФГ в процессе работы лампы; $i^{\text{ВВ}}$ — сигнал ФГ в процессе работы ВМЧТ.

В реальном инструментальном воплощении покрытие сферы будет селективно и пространственно неоднородно. В этом случае формула сравнения двух потоков примет вид [4 в]:

$$F_{\nu}^{\text{лампа}} = \frac{F_{\nu}^{\text{ВВ}} f(\lambda, Q, \Phi) i^{\text{лампа}}}{i^{\text{ВВ}}},$$

где

$$\begin{aligned} f(\lambda, Q, \Phi) = & \left(\int_0^{\infty} \int_0^{4\pi} \int_0^{4\pi} s(\lambda) F_{\text{отн}}^{\text{лампа}}(\lambda, \vartheta, \varphi) \frac{\rho(\lambda, \vartheta, \varphi) d\lambda d\vartheta d\varphi}{1 - \rho(\lambda, \vartheta, \varphi)} \times \right. \\ & \times \int_0^{\infty} \int_0^{4\pi} \int_0^{4\pi} V(\lambda) F_{\text{отн}}^{\text{ВВ}}(\lambda, \vartheta, \varphi) \frac{\rho(\lambda, \vartheta, \varphi)}{1 - \rho(\lambda, \vartheta, \varphi)} d\lambda d\vartheta d\varphi \Big) \times \\ & \times \left[\int_0^{\infty} \int_0^{4\pi} \int_0^{4\pi} V(\lambda) F_{\text{отн}}^{\text{лампа}}(\lambda, \vartheta, \varphi) \frac{\rho(\lambda, \vartheta, \varphi) d\lambda d\vartheta d\varphi}{1 - \rho(\lambda, \vartheta, \varphi)} \times \right. \\ & \left. \times \int_0^{\infty} \int_0^{4\pi} \int_0^{4\pi} s(\lambda) F_{\text{отн}}^{\text{ВВ}}(\lambda, \vartheta, \varphi) \frac{\rho(\lambda, \vartheta, \varphi)}{1 - \rho(\lambda, \vartheta, \varphi)} d\lambda d\vartheta d\varphi \right]^{-1}, \end{aligned}$$

а ϑ, φ — сферические координаты; $F_{\text{отн}}$ — относительное спектральное распределение соответствующего потока; $s(\lambda)$ — ОСХ ФГ.

Определение поправочного коэффициента $f(\lambda, \vartheta, \varphi)$ является сложной экспериментальной и расчетной задачей. Для ее решения потребовалось разработать новые методы определения спектральной и пространственной характеристик внутреннего покрытия сферы и осуществить их инструментальное воплощение, а также иметь возможность измерений пространственного и спектрального распределения излучения лампы и ВМЧТ.

Предварительная оценка суммарной погрешности калибровки эталонных ламп светового потока, т.е. погрешность передачи размера единицы, была выполнена с учетом следующего: данных о пространственном распределении светового потока светоизмерительных ламп типа СИП 107-500, полученных на гониофотометре Австралийской национальной лаборатории (CSIRO) во время совместных сличений в области фотометрии; соблюдения закона Ламберта для пространственных характеристик излучения ВМЧТ; того, что различие температуры распределения светоизмерительной лампы и температуры ВМЧТ не превышает 5 К в диапазоне температур 2800–2850 К, что обеспечивает погрешность коррекции под относительную спектральную световую эффективность не более чем 0,0005; технологических возможностей покрытия внутренней поверхности сферы BaSO_4 . Составляющие погрешности приведены в табл. 11.7.

Таким образом, общая схема построения информационно-измерительного комплекса — Государственного Первичного эталона единицы светового по-

Таблица 11.7. Составляющие погрешности калибровки эталонных ламп светового потока

Составляющая погрешности	Значение, $\times 10^{-2}$
F_{ν}^{BB}	0,1
$i_{\text{лампы}}$	0,02
i^{BB}	0,02
$f(\lambda, \vartheta, \varphi)$	0,2
Суммарная погрешность $0,25 \cdot 10^{-2}$	

тока — люмена представляет собой новый вариант воспроизведения размера единицы по принципу внешнего источника, в качестве которого используется ВМЧТ, параметры которой могут быть точно измерены и рассчитаны. Основными блоками такого эталона являются ВМЧТ и ИС. При этом необходимо подчеркнуть и важность построения прецизионных устройств обеспечения функционирования основных блоков, и определения их метрологических характеристик.

11.3. Сверхяркие светоизлучающие диоды — эталонные электрооптические измерительные преобразователи в фотометрии квазимонохроматического излучения

Бурное развитие оптоэлектроники сопровождается расширяющимся использованием светоизлучающих диодов (СИД) в устройствах визуализации информации, особенно в световых приборах и системах обеспечения безопасности дорожного движения (световые табло, светофоры, дорожные знаки, отражатели и пр.). Это направление светотехники потребовало создания системы обеспечения единства измерений фотометрических параметров и характеристик СИД [4, 6].

Производители СИД нормируют следующие их основные характеристики:

- номинальную и минимальную силу света ($I_{\nu \text{ ном}}, I_{\nu \text{ мин}}$);
- двойной угол расходимости излучения на уровне $0,5(2\vartheta_{0,5})$;
- доминирующую длину волны (λ_d).

Однако при производстве упомянутых световых приборов и систем имеют дело не с одиночными СИД, а с регулярными матрицами этих оптоэлектронных элементов. Поэтому при фотометрировании матричных СИД-структур приходится измерять их осевую силу света, пространственное распределение последней, а также координаты цветности.

Поскольку это направление оптической радиометрии только начинает развиваться, мы кратко опишем не излучательные характеристики СИД в качестве ЭОИП, а созданную во ВНИИОФИ уникальную эталонную установку для калибровки этих источников квазимонохроматического излучения, обеспечивающую единство измерений их световых параметров в видимом диапазоне спектра.

Предметом разногласий между производителями структур СИД и пользователями этих приборов, как конструктивно оформленных элементов и сборок, является несовпадение геометрической и оптической осей излучателя, порождаемое заключением светодиодного кристалла в корпус с токоподводя-

щими проводами и внешними оптическими, проецирующими излучение СИД, системами типа сферических или эллиптических линз, либо линз Френеля.

Недавняя публикации МКО [46] явилась важным шагом на пути «наведения моста» между интересами производителей и пользователей СИД. Измерения световых и цветовых характеристик СИД обладают рядом особенностей [46], причем особое внимание необходимо обратить на необходимость определения спектральных характеристик фотометров и источников света в специализированных лабораториях. Для повседневного контроля световых параметров СИД и матриц на их основе, при выпуске в обращение необходимо использовать эталонный излучатель, причем для каждого типа СИД соответствующий ему по спектральным и пространственным характеристикам стабилизированный источник силы света должен быть сертифицирован для применения в эталоне.

С этой целью для ОЕИ при серийном выпуске светодиодных матриц широкого применения фирмой «Корвет Лайт» совместно с ВНИИОФИ был разработан и исследован эталонный источник силы света на основе СИД, выпускаемых этой фирмой. Сверхяркие СИД изготовлены по планарной технологии с оригинальной конструкцией крепления кристалла и прессовки корпуса. Основные эффекты заключаются в реализации мощного теплоотвода от контактов и в защите кристалла от термоупругих ударов специальным полимерным гелем.

Эталонный излучатель конструктивно выполнен в виде двух блоков (рис. 11.4). Первый блок представляет собой серийный изотермический бокс.

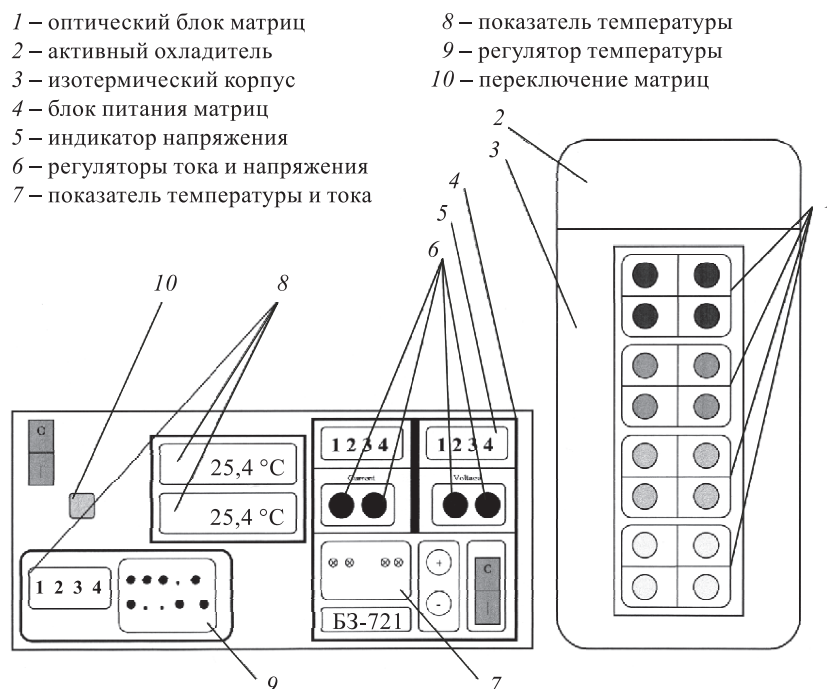


Рис. 11.4. Блок-схема эталонного излучателя на основе СИД

Объем бокса составляет 5 дм³. Термостабилизация объема осуществляется с помощью полупроводникового термоэлемента, работающего на основе эффекта Пельтье. В изотермический бокс вмонтирована панель с четырьмя излучателями красного, желтого, зеленого и синего цветов, соответственно. Каждый излучатель представляет собой матрицу, состоящую из четырех СИД одного цвета. Желтые и красные СИД выполнены на основе кристаллов AlGaInP, синий и зеленый — GaN. Матрицы заглублены и разделены между собой черными экранами. Второй блок является источником питания полупроводникового термоэлемента и стабилизированным источником тока для матриц. На все СИД подается постоянный ток 20 мА, его нестабильность не превышает $\pm 0,1\%$. На лицевой панели блока электроники расположены тумблер включения прибора в сеть, цифровой индикатор заданной температуры и температуры в изотермическом боксе в плоскости матриц, обращенной в бокс, где и размещены температурные датчики. Предел нестабильности температуры в изотермическом боксе составляет $\pm 0,1^\circ\text{C}$. На переднюю панель электронного блока выведен переключатель, позволяющий включать поочередно матрицу каждого цвета. Блок-схема термостабилизированного светодиодного излучателя приведена на рис. 11.5. Основной задачей исследования светодиодного излучателя было определение осевой силы света каждой светодиодной матрицы и долговременной стабилизации этого параметра при выбранных условиях температурной и токовой стабилизаций. Таким образом, основным измеряемым параметром была осевая сила света, а первый вопрос, который необходимо было решить, — это расстояние фотометрирования, т. е. расстояние между матрицей (плоскостью, касательной к оптическим корпусам СИД), и апертурной диафрагмой ОЭИП. Светоизлучающий диод и светодиодная матрица являются сфокусированными оптическими системами, для которых закон обратных квадратов выполняется, начиная с расстояния полного свечения, где заканчивается формирование силы света прибора. В терминах публикации [63] это «farfield» условия измерений. Светоизлучающие диоды с двойным углом расходимости излучения, равным 20 угловым градусам, вмонтированы в матрицы эталонного излучателя. Измерения силы света светодиодных матриц эталонного излучателя в зависимости от расстояния фотометрирования показали, что дистанция в 3 м превышает расстояние полного свечения для матриц всех цветов данного излучателя. Осевая сила света матриц I_ν определялась по формуле

$$I_\nu = \frac{i l^2}{s_\nu K_c},$$

где i — сигнал ОЭИП; l — расстояние фотометрирования; s_ν — световой коэффициент преобразования ОЭИП; K_c — поправочный коэффициент ОЭИП, равный:

$$K_c = \frac{\int P_2(\lambda) s(\lambda) d\lambda \int P_1(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int P_2(\lambda) V(\lambda) d\lambda \int P_1(\lambda) s(\lambda) d\lambda},$$

где $P_1(\lambda)$ — относительная спектральная характеристика источника, по которому калибровалась фотометрическая головка; $P_2(\lambda)$ — относительная спектральная характеристика СИД; $s(\lambda)$ — относительная спектральная харак-

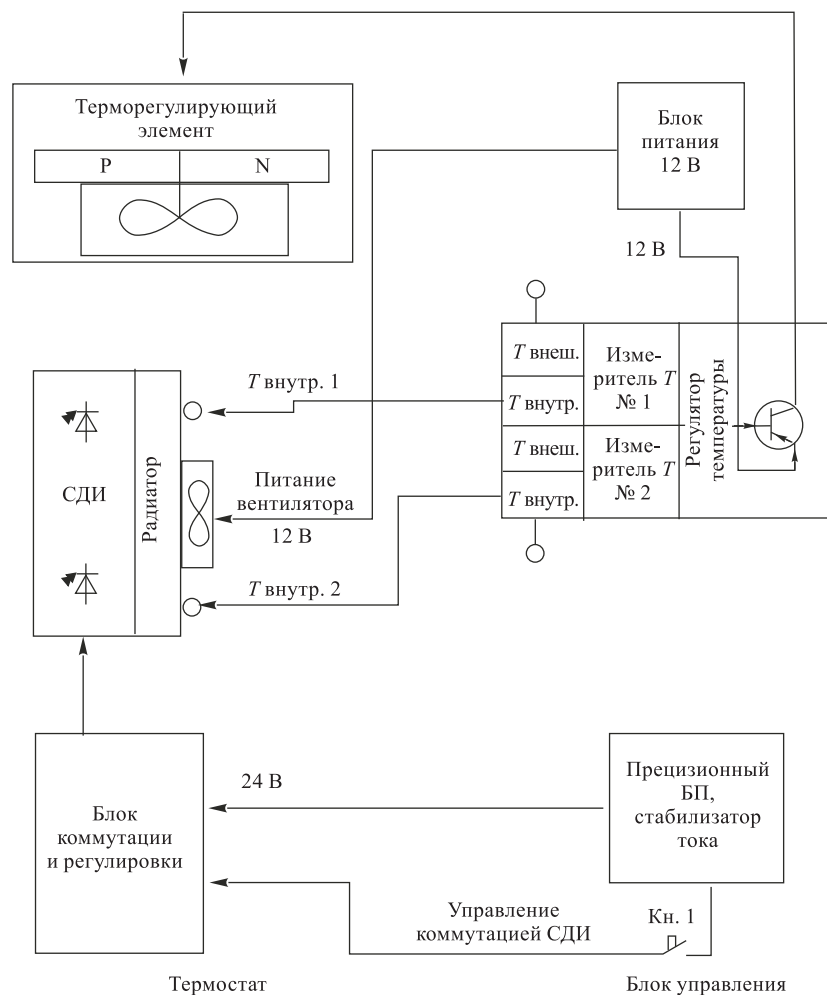


Рис. 11.5. Блок-схема термостабилизированного эталонного светодиодного излучателя

теристика ОЭИП; $V(\lambda)$ — относительная спектральная световая эффективность.

Таким образом, прецизионные измерения осевой силы света требуют знания СХ как источников излучения, так и ИП световых величин. В качестве последних использовались ОЭИП с различным качеством коррекции под относительную спектральную световую эффективность, калиброванные по источнику типа А с погрешностью 0,3 %.

Часть V

**ИЗМЕРЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК ТЕЛ, МАТЕРИАЛОВ,
СРЕД, ВЕЩЕСТВ**

В предыдущих частях книги речь шла преимущественно об измерениях величин, характеризующих оптическое излучение как объект измерения, и о соответствующих системах обеспечения единства в этих видах и подвидах оптической радиометрии.

Вместе с тем, число измерительных задач, решение которых связано с количественным определением или использованием оптических свойств различных веществ и материалов, достаточно велико, номенклатура их обширна, однако практически все они могут быть разделены на две основных группы.

К первой группе можно отнести измерительные задачи, в ходе решения которых определяемое оптическое свойство образца вещества или материала является информативным параметром, знания которого достаточно для пользователя. Например, в процессе производства разнообразных оптических элементов, для последующего использования в оптических системах и приборах, необходимо знать параметры и характеристики отражения, преломления, пропускания, поглощения, рассеяния оптического излучения.

Ко второй группе можно отнести измерительные задачи, в ходе решения которых определяемое оптическое свойство образца или объекта в целом является «промежуточным» информативным параметром, функционально связанным с интересующей пользователя характеристикой исследуемого вещества или материала. В качестве примеров можно привести количественного или полуколичественного анализа химического состава веществ и материалов с использованием возбуждаемого, поглощаемого или рассеиваемого средами оптического излучения, а также задачи дистанционного зондирования и экологического мониторинга с применением бортовой спектральной аппаратуры. Сюда же следует отнести многочисленные разнообразные задачи оптического неразрушающего контроля и измерений неоптических величин с помощью измерительных преобразователей, базирующихся практически на всех известных в настоящее время законах и особенностях распространения оптического излучения в изотропных и анизотропных средах, а также на границах раздела сред с разными оптическими характеристиками.

Например, изменение интенсивности проходящего излучения в зависимости от толщины слоя, а также селективность поглощения и рассеяния лежат в основе действия ряда ИП, предназначенных для определения толщины, уровня, концентрации, структуры и химического состава вещества. Измеряя углы падения и преломления, можно определить коэффициенты преломления вещества (рефрактометрия). Оптическая анизотропия, вызывающая двойное лучепреломление, возникает в прозрачных изотропных телах под действием механических напряжений, электрического и магнитного полей, что позволяет на основе этих эффектов разрабатывать ИП для измерения механических величин, электрических напряжений и магнитных полей.

При построении концентраторов (например, сахариметров) используется поворот плоскости колебаний проходящего через вещества излучения.

Измерения времени прохождения импульсом излучения в прямом и обратном после отражения от объекта направлениях широко используются в оптической локации и дальнометрии, обеспечивая рекордную разрешающую способность и точность определения расстояний. Малые расстояния сравниваются с длиной волны излучения посредством фазовых или интерференционных методов, на чем основаны, например, лазерные интерферометры, оптические гетеродинные средства измерений (СИ) перемещений и пр. Интенсивность

отраженного излучения позволяет оценить состояние поверхности (шероховатость, помутнение при выпадении росы и пр.). На спектральном отражении излучения базируется колориметрия непрозрачных несамоизлучающих объектов. Голографическая интерферометрия как способ получения информации о деформациях непрозрачных объектов (например, вибрационных полей) также основана на отражении излучения. Год от года растут номенклатура и парк СИ различных неоптических величин с использованием первичного оптического измерительного преобразования: автоматические экспонетры для кинокамер, растровые СИ перемещений, бесконтактные СИ диаметров, поперечных и продольных размеров тел различных геометрических форм, пьезооптические СИ давлений, ускорений, сил, напряжений и пр.

Особенно широкое распространение получили волоконно-оптические ИП (ВОИП), которые по принципу действия можно разделить на две группы. К первой группе относятся ВОИП, основанные на измерениях изменений интенсивности проходящего через них излучения. Они применяются для измерений показателя преломления сред (рефрактометрия), в газоанализаторах, детекторах оптического излучения, СИ температуры, давления и др. механических величин. Ко второй группе относятся интерференционные ВОИП, использующие в качестве выходного информативного параметра изменения фазы. Эти преобразователи достаточно широко применяются для измерений линейных перемещений, параметров движения (ускорения, угловой скорости), температуры, давления (в частности, звукового давления). Более того, ВОИП применяются и для измерений косвенными методами электрических величин, при этом используются эффект Фарадея и магнитострикция.

Этот универсальный ИП весьма перспективен благодаря очевидным достоинствам: отсутствию чувствительности к воздействию паразитных электромагнитных полей, возможности использования в агрессивных средах, малым размерам, высокой чувствительности.

Таким образом, технические измерения аналитических сигналов в ходе определения химического состава веществ и материалов оптическими методами и оптических свойств различных сред, а также обеспечение единства этих измерений, являются внушительной неотъемлемой частью **оптической радиометрии**, представленной такими видами и подвидами этой области измерений, как рефлектометрия, спектрофотометрия (включая денситометрию), рефрактометрия, колориметрия, нефелометрия, поляриметрия, сенситометрия, резольвометрия, а также основные виды спектрального анализа химического состава вещества, базирующиеся на измерении и последующей расшифровке спектров испускания, поглощения или рассеяния излучения веществом.

Охват в рамках этой книги столь обширного материала по оптическим свойствам веществ и материалов не представляется возможным. Поэтому в ней освещены основные, по мнению авторов, виды современной оптической радиометрии, которые в течение последних десятилетий получили наиболее широкое распространение в отечественной и зарубежной практике. К ним, в первую очередь, относятся, методы и средства спектрофотометрии, колориметрии, рефрактометрии и поляризационных измерений. Именно их описанию посвящены главы этой части книги.

Между методами и средствами оптической радиометрии, рассмотренными в предыдущих частях книги и описываемыми в настоящей ее части, имеется

ряд принципиальных сходств и отличий, на которые следует изначально обратить пристальное внимание.

Прежде всего, во всех без исключения случаях непосредственно измеряемой физической величиной служит преобразуемый в электрический сигнал измерительной информации поток оптического излучения или производная от него величина. Наиболее часто измерению подлежат спектральная или пространственная плотности потока излучения и их распределения, соответственно, в определенном диапазоне длин волн или по поверхности, сквозь которую проникает излучение. В фотометрии представляет интерес величина, характеризующая одновременно пространственную и спектральную плотности светового потока. Принцип измерения основан на оптоэлектрическом измерительном преобразовании, подробно описанном в первой части книги. Это в равной степени относится к измерениям оптических величин, характеризующих как излучения различных источников, так и свойства сред, веществ и материалов.

Однако если в первом из этих двух случаев характер распределения интенсивности излучения во времени, в диапазоне длин волн или в пространстве предопределен конструкцией источника и его параметрами, то во втором случае необходимо создать определенные условия, чтобы исследуемая среда «проявила» свои оптические свойства.

Измеряя величины, характеризующие излучение источника, следует лишь подобрать должным образом элементы оптоэлектрического измерительного преобразования и реализующее его средство измерений. Как правило, при этом достаточно озаботиться попаданием всей требуемой доли измеряемого потока или соответствующей производной величины в апертуру измерительного прибора, калиброванного или градуированного в надлежащих единицах.

Иначе обстоит дело при измерениях оптических свойств сред, веществ и материалов. Во-первых, в подавляющем большинстве случаев необходимо обеспечить измерения спектральных величин, коэффициентов и характеристик, отображающих эти оптические свойства. Значительно реже вызывают интерес интегральные величины, коэффициенты и характеристики, которые вычисляют, пользуясь результатами измерений их спектральных аналогов.

Следовательно, во избежание чрезмерных методических и инструментальных погрешностей следует нормировать спектральные параметры и характеристики излучения, падающего на измеряемые образцы сред, веществ и материалов, и тщательно метрологически исследовать спектроанализатор.

Во-вторых, большую роль играет геометрия облучения (освещения)/измерения. Эти условия особенно строго оговариваются при измерениях таких оптических свойств, как отражение, пропускание и преломление образцов сред, материалов, веществ.

В-третьих, необходимо знать и учитывать состояние поляризации излучения, используемого для освещения/облучения образца источника.

В-четвертых, необходимо принимать во внимание, что определение оптических свойств образца вещества или материала представляет собой процесс измерения некоторой статистически распределенной по поверхности или/и объему величины. Поэтому результат измерений в виде коэффициента или показателя, отображающего определяемую величину, является по существу некоторым усредненным по площади или объему образца значением. Степень истинности этого значения зависит, во-первых, от однородности материала,

из которого изготовлен образец, а, во-вторых, от точности калибровки измерительной аппаратуры по стандартным образцам (СО) или правильности методики сравнения со СО в процессе выполнения измерений (к примеру, при определении коэффициента пропускания измеряемого образца спектрофотометром).

Наконец, измерения оптических свойств веществ и материалов отличается специфика построения системы обеспечения единства измерений. Хотя **мерой** принято считать СИ, предназначенное для воспроизведения физической величины заданного размера, в рассматриваемом направлении измерений мера играет существенную роль во всех звеньях поверочной схемы при передаче ее размера и от разрядных эталонов рабочим средствам измерений. В дальнейшем читателю придется постоянно сталкиваться с понятием меры, реализованной в виде **стандартного образца**, под которым подразумевается мера для воспроизведения единиц величин, характеризующих свойства или состав веществ и материалов.

Поэтому пробоподготовка, т. е. разработка и изготовление образцов измеряемых материалов и веществ, и надлежащий выбор СО разных точностных разрядов являются ответственными этапами измерительного эксперимента.

Перечисленные задачи и специфические особенности измерений оптических свойств веществ и материалов предопределили архитектуру настоящей части книги. Поскольку наибольший интерес представляют именно спектральные свойства измеряемых образцов, то глава двенадцатая посвящена изложению основ **спектрофотометрии**. Она содержит сведения о методах и средствах измерения **коэффициентов отражения и пропускания** как наиболее часто определяемых параметров, характеризующих прозрачные и непрозрачные среды. Рассмотрены принципы измерения **коэффициента поглощения** излучения и наиболее распространенные аппаратные решения. В главе тринадцатой описаны основы **рефрактометрии**, т. е. измерений **показателя преломления**.

Непосредственно к этим по существу фотометрическим измерительным задачам примыкает глава четырнадцатая, посвященная основам **колориметрии**. Здесь рассмотрены основы измерений **цвета** и обеспечения их единства, причем основное внимание обращено на органическую связь колориметрии с фотометрией в части измерений спектральных коэффициентов отражения и пропускания и со спектрорадиометрией для самосветящихся объектов.

Пятнадцатая глава посвящена **поляризационным измерениям** и прежде всего методам и средствам измерений: угла вращения плоскости поляризации, параметров эллиптически поляризованного света, кругового дихроизма.

Глава 12

ОСНОВЫ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ

В отечественной и в зарубежной литературе по оптической радиометрии различные авторы под оптическими свойствами подразумевают только некоторые, наиболее широко распространенные параметры и характеристики и даже именуют их фотометрическими [23]. Более того, наиболее пристальное

внимание уделено двум оптическим свойствам сред — отражению от них и пропусканию ими падающего потока излучения.

Принимая во внимание особую важность и значимость количественного определения отражения и пропускания, Международная комиссия по освещению (МКО) выпустила силами ряда членов технического комитета ТС 2–14 руководство по практическим методам измерений этих двух свойств [62]¹⁾. В книге одного из крупнейших отечественных специалистов в области фотометрии проф. М. М. Гуревича [23] также основное внимание уделено описанию и измерениям именно этих фотометрических свойств тел.

Следуя [23] и [62], рассмотрим сначала общие соотношения и определения, касающиеся отражения, пропускания и поглощения оптического излучения, затем опишем методы и средства измерений и познакомимся с принципами обеспечения единства измерений этих основных оптических свойств веществ и материалов, т. е. с их эталонными измерениями.

12.1. Общие соотношения и основные сведения

Следуя [23], для определенности будем считать, что облучаемый (освещаемый) предмет всегда представляет собой плоский слой, толщина которого, кроме особо оговоренных случаев, мала по сравнению с линейными размерами его облученной (освещенной) поверхности.

Плоский слой делит окружающее пространство на два «полупространства»: одно из них расположено перед слоем, другое — позади него. Из первого полупространства излучение падает на слой и частично проходит через него во второе полупространство.

Пусть на поверхность слоя падает произвольно распределенный по направлениям поток $\Phi_{\text{пад}}$. Облученный (освещенный) слой разделит упавший на него поток на три части: поток, отраженный от слоя ($\Phi_{\text{отр}}$) и направленный в ту полусферу, из которой пришел падающий поток; поток, прошедший через слой ($\Phi_{\text{пр}}$) и вышедший в другую полусферу, и поглощенный поток ($\Phi_{\text{пгл}}$), который превратится в веществе слоя в тепло или другую форму энергии.

Из закона сохранения энергии следует, что сумма отраженного, прошедшего и поглощенного потоков равна потоку падающему, т. е. что $\Phi_{\text{отр}} + \Phi_{\text{пр}} + \Phi_{\text{пгл}} = \Phi_{\text{пад}}$, или

$$\frac{\Phi_{\text{отр}}}{\Phi_{\text{пад}}} + \frac{\Phi_{\text{пр}}}{\Phi_{\text{пад}}} + \frac{\Phi_{\text{пгл}}}{\Phi_{\text{пад}}} = 1 \quad ^2).$$

Отношение потока, отраженного от слоя, к потоку, падающему на слой, называется **коэффициентом отражения** слоя и обозначается буквой ρ . Отношение потока, прошедшего через слой, к потоку, падающему на слой, называется **коэффициентом пропускания** слоя и обозначается буквой τ . Отношение потока, поглощенного в слое, к потоку, падающему на слой, называется **коэффициентом поглощения** слоя и обозначается буквой α .

¹⁾ В отечественной литературе эти измерения именуются техническими.

²⁾ Это выражение справедливо, если исключить из рассмотрения возможную люминесценцию слоя, т. е. генерацию светового потока за счет ультрафиолетовых лучей, содержащихся в падающем излучении.

Следовательно,

$$\rho + \tau + \alpha = 1. \quad (12.1)$$

Для окрашенных веществ эти коэффициенты зависят от спектрального состава падающего излучения. Для монохроматического излучения с длиной волны $\lambda \pm \Delta\lambda$ их следует обозначать $\rho(\lambda)$, $\tau(\lambda)$ и $\alpha(\lambda)$. Спектральную зависимость коэффициентов $\rho(\lambda)$, $\tau(\lambda)$ и $\alpha(\lambda)$ часто изображают графически, откладывая по оси абсцисс длину волны λ , а по оси ординат — один из коэффициентов. Если график должен охватить широкий интервал изменения длин волн, то удобно воспользоваться логарифмическим масштабом.

Поток излучения любого спектрального состава всегда можно рассматривать как сумму большого числа монохроматических составляющих с мощностями $dP = P_\lambda d\lambda$, каждая из которых, попав на слой, претерпевает изменения, зависящие от его спектральных свойств. При этом отраженная, пропущенная и поглощенная мощности могут быть представлены произведениями $\rho(\lambda) dP$, $\tau(\lambda) dP$ и $\alpha(\lambda) dP$. Световой поток падающего излучения можно записать так: $\Phi_{\text{пад}} = K \int V(\lambda) P_\lambda d\lambda$. Световые потоки — отраженный от слоя, прошедший через него и поглощенный в нем — будут изображаться тремя интегралами: $\Phi_{\text{отр}} = K \int \rho(\lambda) V(\lambda) P_\lambda d\lambda$; $\Phi_{\text{пр}} = K \int \tau(\lambda) V(\lambda) P_\lambda d\lambda$; $\Phi_{\text{пл}} = K \int \alpha(\lambda) V(\lambda) P_\lambda d\lambda$. В соответствии с этим визуальные коэффициенты отражения, пропускания и поглощения слоя следует написать в такой форме:

$$\rho_\nu = \frac{\int \rho(\lambda) V(\lambda) P_\lambda d\lambda}{\int V(\lambda) P_\lambda d\lambda}; \quad \tau_\nu = \frac{\int \tau(\lambda) V(\lambda) P_\lambda d\lambda}{\int V(\lambda) P_\lambda d\lambda}; \quad \alpha_\nu = \frac{\int \alpha(\lambda) V(\lambda) P_\lambda d\lambda}{\int V(\lambda) P_\lambda d\lambda}. \quad (12.2)$$

Здесь: $V(\lambda)$ — относительная спектральная световая эффективность; K — коэффициент пропорциональности, который называют максимальной световой эффективностью излучения; все интегралы взяты в пределах видимого спектра.

Из предыдущего видно, что если речь идет не о световом потоке, а о потоке излучения, то расчеты энергетических коэффициентов отражения ρ_e , пропускания τ_e или поглощения α_e могут быть выполнены по формулам, подобным выражениям (12.2), в которые, однако, не войдут множители $V(\lambda)$. Таким образом,

$$\rho_e = \frac{\int \rho(\lambda) P_\lambda d\lambda}{\int P_\lambda d\lambda}; \quad \tau_e = \frac{\int \tau(\lambda) P_\lambda d\lambda}{\int P_\lambda d\lambda}; \quad \alpha_e = \frac{\int \alpha(\lambda) P_\lambda d\lambda}{\int P_\lambda d\lambda}, \quad (12.3)$$

где интегралы распространены на весь спектр источника.

Согласно выражениям (12.2) и (12.3) коэффициенты отражения, пропускания и поглощения зависят не только от спектральных свойств материалов, определяемых функциями $\rho(\lambda)$, $\tau(\lambda)$ и $\alpha(\lambda)$, но также от вида функции P_λ , характеризующей спектральный состав падающего излучения. На это обстоятельство приходится обращать внимание потому, что, несмотря на всю его очевидность, о нем нередко забывают и, приводя числовые значения одного из

названных коэффициентов, часто не указывают, к какому составу падающего излучения эти значения относятся.

Только для нейтрального материала, характеристики которого в пределах интересующего нас спектрального интервала не зависят от длины волны, коэффициенты отражения, пропускания и поглощения не зависят от состава падающего излучения и совпадают с их значениями для любого монохроматического излучения.

Рассматривая выражения (12.2), легко убедиться и в том, что влияние спектральной характеристики приемника — в данном случае глаза человека — на коэффициенты ρ , τ и α совершенно подобно влиянию спектрального состава падающего излучения.

Энергетические коэффициенты отражения, пропускания и поглощения характеризуют свойства материалов для нейтрального приемника.

При рассмотрении оптических, фотометрических или светотехнических задач можно часто встретиться с указанием на отражение, преломление или рассеяние света, происходящее на поверхности предмета. Следует всегда иметь в виду, что каждая поверхность представляет собой только геометрическую границу, разделяющую объемы, занятые разными веществами (например, воздух и стекло, воздух и металл, воздух и дерево, вода и песок). Сама по себе геометрическая поверхность не содержит никакого вещества и не может оказать какого-либо воздействия на падающее излучение. Любое оптическое явление определяется свойствами вещества, расположенного около границы раздела, т. е. около поверхности тела. Во многих случаях толщина слоя, влияющего на наблюдаемое явление, оказывается очень малой и измеряется единицами или даже долями длины волны падающего излучения. Малость этой толщины привела к обыкновению относить многие явления к поверхности, что удобно математически, хотя, строго говоря, неверно.

В соответствии с установившимся обычаем дальше можно встретиться с той же манерой выражения. Однако следует всегда считать, что в слово «поверхность» надо вкладывать не геометрический, а физический смысл, при котором речь идет о поверхностном слое, толщина которого оказывается в разных случаях разной.

Познакомившись с взятыми из [23] основными соотношениями, перейдем к необходимому в дальнейшем основным сведениям о терминологии и специфике выполнения спектрофотометрического эксперимента [62].

Начнем с определений рассматриваемых оптических свойств и сред.

Отражением именуется процесс, в ходе которого излучение возвращается поверхностью или средой без изменения частот его монохроматических составляющих.

П р и м е ч а н и я.

Часть падающего на среду излучения отражается ее поверхностью (поверхностное отражение), остальная часть может быть рассеяна в обратном направлении внутренними слоями среды (объемное отражение).

Частота остается неизменной лишь при отсутствии эффекта Доплера, т. е. в случае неподвижной среды.

Пропусканием именуется прохождение излучения сквозь среду без изменения частот его монохроматических составляющих.

Поглощением именуется процесс преобразования энергии оптического излучения при взаимодействии со средой в другие виды энергии.

Зеркальным отражением (направленным пропусканием) считается отражение (пропускание) излучения без рассеяния, подчиняющееся законам геометрической оптики.

Примечание. В англоязычной литературе зеркальное отражение может именоваться **direct, regular или specular reflection**.

Диффузным отражением (пропусканием) считается отражение (пропускание), не содержащее в макроскопическом масштабе зеркальной составляющей.

Смешанным отражением (пропусканием) считается отражение (пропускание), частично содержащее зеркальную (направленную) и диффузную составляющие.

Изотропное диффузное отражение (пропускание) представляет собой диффузное отражение (пропускание), в котором пространственное распределение отраженного (прошедшего) излучения таково, что энергетическая яркость или яркость одинакова во всех направлениях в пределах полусферы, в которую происходит отражение (пропускание).

Совершенный отражающий (пропускающий) диффузор (рассеиватель) — идеальный изотропный диффузор (рассеиватель) с коэффициентом отражения (пропускания), равным единице.

Мутной (translucent) средой именуется среда, обладающая для видимого излучения диффузным пропусканием, в результате чего сквозь нее объекты практически неразличимы.

Примечание. В англоязычной литературе наименование прозрачной среды — **transparent medium**.

Характеристики сред. Коэффициент отражения (ρ) (пропускания (τ)) (для падающего излучения с заданными спектральным составом, состоянием поляризации и пространственным распределением) — отношение отраженного (прошедшего) потока излучения к падающему потоку при данных условиях.

Коэффициент зеркального отражения (ρ_r) (направленного пропускания (τ_r)) — отношение зеркально отраженной (направленно пропущенной) части всего отраженного (прошедшего) потока к падающему потоку.

Коэффициент диффузного отражения (ρ_d) (диффузного пропускания (τ_d)) — отношение диффузно отраженной (пропущенной) части всего отраженного (прошедшего) потока к падающему потоку.

Примечания.

$$\rho = \rho_r + \rho_d (\tau = \tau_r + \tau_d).$$

Результаты измерений ρ_r и ρ_d (τ_r и τ_d) зависят от методики измерений и выбора измерительной аппаратуры.

ρ и τ — безразмерные величины.

Показатель энергетической яркости/яркости (β) (элемента поверхности несамоизлучающей среды в заданном направлении при определенных условиях облучения/освещения) — отношение энергетической яркости/яркости элемента поверхности в заданном направлении к идентичным параметрам совершенного отражающего или пропускающего диффузора при одинаковых условиях облучения/освещения.

Единица величины: 1.

Примечания.

1. Для фотолюминесцентной среды $\beta = \beta_s + \beta_L$, где β_s — показатель энергетической яркости/яркости отраженной части потока, β_L — показатель энергетической яркости/яркости люминесцентной части потока.

2. Определение β применимо только к диффузному излучению.

Коэффициент энергетической яркости/яркости (q) (элемента поверхности среды в заданном направлении при определенных условиях облучения/освещения) — отношение энергетической яркости/яркости элемента поверхности в заданном направлении к облученности/освещенности среды.

Единица: ср^{-1} .

Примечания.

1. Определение q применимо только к диффузному излучению.

2. Показатель β и коэффициент q связаны соотношением: $\beta = \pi \Omega_0 q$, где $\Omega_0 = 1 \text{ ср}$.

Коэффициент поглощения (α) представляет собой отношение поглощенного потока излучения к падающему при данных условиях.

Спектральный состав падающего излучения. При проведении измерений должно быть известным спектральное распределение мощности $P(\lambda)$ падающего излучения. Для этого следует указать, например, тип осветителя по спецификации МКО, либо цветовую температуру или температуру распределения эталонной лампы. В случае использования источника монохроматического излучения фиксируется длина волны и ширина полосы (обычно полуширина на половине максимума интенсивности).

Примечание. При измерениях оптических свойств люминесцентных материалов образец должен облучаться либо источником с известными характеристиками, либо последние нужно предварительно измерить спектрофлуориметром.

Стандартизованные МКО источники светового потока снабжены табулированными значениями спектральных распределений мощности излучения, которые не всегда могут быть практически реализованы. При измерениях спектральных коэффициентов отражения или поглощения интегральные значения соответствующих коэффициентов могут быть вычислены численным интегрированием с использованием упомянутых табулированных значений относительных спектральных распределений мощности.

Рекомендациями МКО и Международной организации по стандартизации (ИСО) установлено, что источником света типа А служит вольфрамовая лампа, работающая при коррелированной цветовой температуре 2856 К. Источник света типа С представляет собой сочетание источника типа А и набора жидкостных фильтров, вырезающих видимую часть спектра дневного света. Стандартный источник света типа D характеризует дневной свет с включением в спектр излучения УФ компоненты. Другие источники света используются от случая к случаю: например, источники типа D55 и D75 применяют для выделения определенных спектральных диапазонов естественного освещения, а также в процессе исследований в требуемых условиях суммарного солнечного излучения [62]. При необходимости к обозначению измеряемой величины может быть добавлен символ, характеризующий источник света, например, $\tau_{\nu, A}$ для коэффициента пропускания светового излучения при использовании источника типа А.

Интегральные характеристики. Если спектральная зависимость оптического свойства образца определена и известно спектральное распределение $P(\lambda)$ мощности падающего на него излучения, то интегральная характеристика этого свойства вычисляется по формуле

$$a = \frac{\int_0^{\infty} P(\lambda) a(\lambda) w(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} P(\lambda) w(\lambda) d\lambda}, \quad (12.4)$$

где $a(\lambda)$ — спектральная характеристика образца; $w(\lambda)$ — относительная спектральная весовая функция, например, $V(\lambda)$ — для световых характеристик; единица для энергетических характеристик; $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$ и $\bar{z}(\lambda)$ для колориметрических характеристик.

Значение a может быть либо измерено непосредственно, если источник имеет надлежащее относительное спектральное распределение мощности излучения, а спектральная характеристика приемника излучения скорректирована под соответствующую $w(\lambda)$, либо оно может быть вычислено, если известны все спектральные зависимости, включая $a(\lambda)$.

В случае возникновения неоднозначности при определении фотометрической характеристики следует пользоваться прилагательным «световая» и снабжать обозначение величины подстрочным индексом « ν » (например, световой коэффициент отражения ρ_ν). Аналогично при определении энергетической характеристики применимы прилагательное «энергетическая» и подстрочный индекс « e » (например, энергетический коэффициент отражения ρ_e).

Возможно определение энергетической характеристики в ограниченном спектральном диапазоне. В этом случае следует использовать префикс и соответствующий подстрочный индекс (например, УФ (UV) энергетический коэффициент отражения $\rho_{\text{УФ}}$ или ρ_{UV}).

Необходимо помнить, что каждая спектральная характеристика имеет свой световой или энергетический эквивалент или же другие аналоги.

Геометрические схемы выполнения измерений. В принципе существует 9 геометрических схем выполнения измерений коэффициента отражения (табл. 12.1), когда падающий и наблюдаемый отраженный пучки могут быть:

- направленными (почти параллельными);
- коническими (ограниченными более или менее значительным телесным углом);
- полусферическими.

Измерения в полусферической геометрии могут быть выполнены с использованием интегрирующей сферы (ИС). Эти же геометрические схемы используются при выполнении измерений коэффициента пропускания.

Измеряемые величины зависят от геометрической схемы с соответствующими обозначениями:

- углы падения излучения ε_1 и φ_1 и углы наблюдения ε_2 и φ_2 (рис. 12.1);
- апертурные углы падающего и отраженного пучков $2\sigma_1$ и $2\sigma_2$, соответственно (рис. 12.2).

Таблица 12.1. Геометрические условия выполнения измерений коэффициента отражения

Геометрическая схема	Характеристика	Обозначение
Полусфера/полусфера	Коэффициент отражения	ρ_{dif}
Полусфера/конус	Показатель отражения	R_{dif}
Полусфера/направленность	Показатель энергетической яркости	β_{dif}
Конус/полусфера	Коэффициент отражения	ρ_c
Конус/конус	Показатель отражения	R_c
Конус/направленность	Показатель энергетической яркости	β_c
Направленность/полусфера	Коэффициент отражения	ρ_g
Направленность/конус	Показатель отражения	R_g
Направленность/направленность	Показатель энергетической яркости	β_g

Примечания.

1. Индекс «dif» соответствует полусферическому облучению ($2\sigma_1 = 180^\circ$, рис. 12.2).

2. Индекс «с» соответствует коническому облучению, описываемому размерами, формой и ориентацией телесного угла (ε_1 и $2\sigma_1$).

3. Индекс «g» соответствует направленному облучению, описываемому размерами, формой и ориентацией телесного угла (углы ε_1 и $2\sigma_1$).

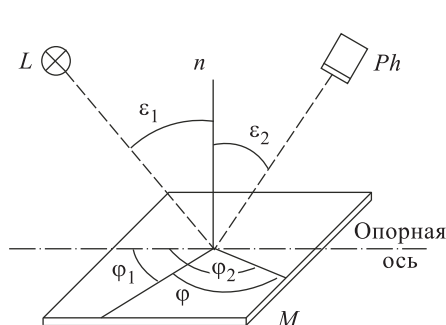


Рис. 12.1. Обозначения: L — источник излучения; Ph — приемник излучения; M — образец; n — нормаль к поверхности образца; ε_1 — угол падения; ε_2 — угол наблюдения; φ_1 и φ_2 — азимутальные углы

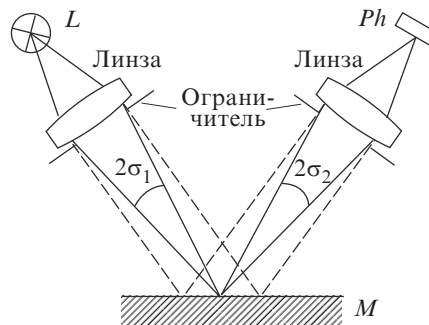


Рис. 12.2. Апертурные углы для случая зеркального отражения: L — источник излучения; Ph — приемник излучения; M — образец; $2\sigma_1$ — апертурный угол падающего пучка; $2\sigma_2$ — апертурный угол отраженного пучка

4. Для совершенного отражателя все значения девяти параметров равны единице.

В случае, если апертурные углы превышают заданные значения, это должно особо оговариваться.

Примечание к рис. 12.2. Для упрощения углы $2\sigma_1$ и $2\sigma_2$ относятся к падающему и отраженному пучкам, «стянутым» к центру измеряемой площадки.

Изображенные на рис. 12.1 и 12.2 схемы строго справедливы при условии равномерного распределения интенсивности в поперечном сечении падающего пучка излучения и отсутствия неравномерности распределения коэффициента преобразования ($K_{\text{пр}}$) по активной поверхности приемника излучения, т. е. отсутствия зонной характеристики.

Если описываемые свойства среды определяются под конкретным углом наблюдения, он должен быть охарактеризован углом ε_2 между оптической осью наблюдаемого пучка и нормалью к поверхности образца и азимутальным углом φ (углом между плоскостями падения и наблюдения, $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$). В случае копланарности углов ε_1 и ε_2 ($\varphi = 0^\circ$ или 180°) их можно указывать в подстрочном индексе (например, при $\varepsilon_1 = 45^\circ$ и $\varepsilon_2 = 0^\circ$, $\beta_{45/0}$).

Если поверхность материала неоднородна или анизотропна, то необходимо зафиксировать ориентацию этих свойств относительно плоскости падения излучения или наблюдения.

Следовательно, для каждой измеряемой характеристики должна быть оговорена геометрическая схема и рекомендована методика выполнения измерений.

Толщина образцов мутных сред. Методики выполнения измерений оптических характеристик образцов мутных сред зависят от их толщины, причем решение о том, толстый или тонкий образец, зависит не только от его физической толщины. Критическая толщина образца значительно меньше для сильно рассеивающих излучение материалов, чем для обладающих квазинеправленным пропусканием. Образец мутной (рассеивающей) среды может быть отнесен к толстым, если используется специальная методика выполнения измерений, при которой лишь незначительная часть отраженного или прошедшего сквозь образец лучистого потока не попадает в апертуру приемника излучения. В этих случаях оказывается полезной визуальная проверка при освещении образца коллимированным пучком, помогающая определить, к какой категории по толщине он относится. При возникновении сомнений образец следует отнести к разряду толстых.

Прочие параметры. Помимо рассмотренных параметров, на результаты измерений отражения и пропускания влияют:

- **состояние поляризации излучения;** если не определены характеристики неполяризованного падающего излучения, следует зафиксировать его состояние поляризации и азимут плоскости поляризации; отраженное или прошедшее сквозь образец излучение обычно оказывается частично поляризованным даже в том случае, когда падающее излучение не поляризовано;

- **температура;** если не оговорены специальные условия, то значения характеристик отражения и пропускания приводятся при температуре 25°C ;

- **состояние поверхности;** если не оговорены специальные условия, то значения характеристик отражения и пропускания приводятся для чистой, сухой поверхности образца.

12.2. Методики выполнения измерений

Абсолютные и относительные измерения. Как упоминалось ранее, коэффициенты отражения и пропускания являются отношениями двух потоков, т. е. относительными характеристиками. Однако в случае их определения

без применения СО, т. е. прямым, а не сравнительным методом, измерение именуется «абсолютным».

Измерения коэффициента диффузного отражения всегда выполняются с помощью СО и поэтому считаются относительными. Абсолютные методы существуют, но выполняются лишь метрологическими лабораториями, располагающими соответствующей эталонной аппаратурой. Аналогичные рассуждения относятся и к измерениям коэффициента пропускания.

Спектральные и интегральные измерения. Как упоминалось ранее, при выполнении спектральных измерений определяется $a(\lambda)$ в виде зависимости оптического свойства образца от длины волны. При этом необходимо, чтобы излучение было предельно узкополосным. Интегральная характеристика a вычисляется с использованием выражения (12.4).

Спектральные измерения выполняются в случаях, когда:

- требуется информация о спектральных характеристиках;
- спектральное распределение мощности $P(\lambda)$ источника излучения не воспроизводимо;
- не доступен приемник излучения с требуемой относительной спектральной характеристикой.

Интегральным методом непосредственно измеряется требуемая весовая характеристика, для чего необходимы излучатель и приемник излучения с известными $P(\lambda)$ и $w(\lambda)$, соответственно (например, источник типа А и приемник, скорректированный под $V(\lambda)$ -функцию).

Для измерений спектральных и интегральных коэффициентов отражения и пропускания используются фотометры, радиометры и спектро радиометры. В [62] приведены следующие определения.

Фотометр является СИ с относительной спектральной характеристикой, соответствующей $V(\lambda)$ -функции, предназначенным для измерений фотометрических величин; $\bar{y}(\lambda)$ приемник излучения колориметра также может быть использован для измерений светового коэффициента отражения или пропускания.

Радиометр является СИ с относительной спектральной характеристикой, отличной от $V(\lambda)$ -функции, предназначенным для измерений не фотометрических, а энергетических коэффициентов и др. величин.

Спектро радиометры и спектро фотометры являются СИ, предназначенными для измерений спектральных величин, т. е. оценки характеристики излучения в пределах узкого интервала длин волн.

Радиометр/фотометр, предназначенный для измерений характеристик материалов с использованием ИС, известен под названием **сферического радиометра/фотометра**.

Измерения с учетом пространственного распределения отраженного или прошедшего излучения. Измерения характеристик отражения и пропускания, при соблюдении геометрических условий падения излучения и последующего сбора отраженного или прошедшего потоков в пределах полусферы или конуса, могут выполняться с использованием:

- гониорадиометров/гониофотометров;
- сферических радиометров/фотометров;
- методов и средств формирования направленных пучков.

Гониофотометрия и гониорадиометрия получили преимущественное распространение в эталонных измерениях.

В промышленных лабораториях коэффициенты отражения и пропускания измеряются, как правило, серийными радиометрами/ фотометрами с использованием методов второй или третьей упомянутых групп. Эти приборы достаточно просты в применении и не требуют привлечения высококвалифицированного персонала.

12.3. Измерительная аппаратура

В состав измерительной аппаратуры входят:

- источники излучения;
- приемно-усилительные устройства;
- вспомогательные механические и/или оптические компоненты.

При выполнении спектральных измерений в источник излучения или в приемно-усилительное устройство вводится монохроматор.

Остановимся более подробно на некоторых специфических особенностях измерительной аппаратуры и ее основных узлов, а также на ряде дополнительных рекомендаций, касающихся методик выполнения измерений именно этой измерительной аппаратурой.

Источники излучения. Измерительная аппаратура выполняется по однолучевой или двухлучевой схеме. Однолучевые измерительные устройства проще, но при этом возникает ряд осложнений. Интенсивность излучения лампы или чувствительность приемно-усилительного канала могут изменяться в промежуток времени между измерениями оптического свойства исследуемого и стандартного образцов. В сферических радиометрах/фотометрах усредненный коэффициент отражения стенки ИС также может измениться между этими измерениями, если исследуемый и стандартный образцы попеременно составляют часть внутренней поверхности ИС.

Подобные затруднения преодолеваются путем применения двухлучевой схемы, когда пучок излучения коммутируется и попеременно поступает в две ветви, одна из которых содержит исследуемый образец, а другая не содержит его и служит опорной (референтной) ветвью. Результатом измерений является отношение двух отсчетов. В качестве примера на рис. 12.3 приведены двухлучевые схемы измерений коэффициента отражения (рис. 12.3 а) и коэффициента направленного пропускания (рис. 12.3 б). Из рисунков видно, что при измерении коэффициента пропускания референтный пучок минует

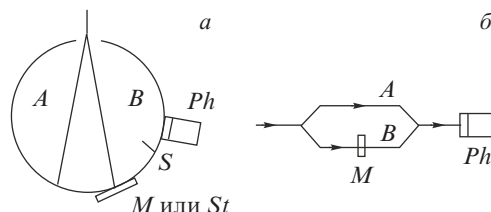


Рис. 12.3. Принцип действия двухлучевой схемы: а — измерение коэффициента отражения; б — измерение коэффициента направленного пропускания; М — исследуемый образец, St — стандартный образец, Ph — приемник излучения, S — экран. Пучок излучения попеременно распространяется по ветви А или В

образец, а при измерении коэффициента отражения он попеременно падает на исследуемый и стандартный образцы.

При измерениях ρ и τ не всегда стремятся применять двухлучевую схему. Недостатки однолучевой схемы стараются устранить стабилизацией характеристик и параметров излучателя и приемно-усилительного тракта, а также при необходимости числовой коррекцией погрешностей, присущих ИС.

Серьезное внимание следует уделить геометрическим условиям, в которых выполняются измерения. Как правило, так же как и в [62], пучок излучения считается аксиально симметричным. Однако промышленные приборы, такие, например, как спектрорадиометры, обычно обладают пучком с прямоугольным поперечным сечением. Поэтому в [62] содержатся ряд общих и конкретных рекомендаций по учету реальной формы сечения пучка излучения.

Общие рекомендации по выполнению геометрических условий сводятся прежде всего к тому, что:

- сечение пучка излучения должно значительно превышать размеры облучаемого/освещаемого участка поверхности образца; если это неосуществимо, то следует выполнить несколько измерений в пределах данного участка, а полученные результаты усреднить;
- необходимо стремиться к почти равномерному распределению облученности по измеряемой площадке на поверхности образца;
- отношение рассчитываемой площади к облучаемой/освещаемой площади должно соответствовать решаемой измерительной задаче;
- в случае наклонного падения излучения, размеры облучаемой/освещаемой площадки увеличиваются пропорционально $(\cos \varepsilon)^{-1}$; для больших углов падения необходимо принимать меры, обеспечивающие сохранение этой зависимости;
- следует избегать попадания на измеряемый участок поверхности образца рассеянного излучения;
- угол между оптической осью и любым лучом пучка не должен превышать 5° , если не накладываются более строгие ограничения;
- при отсутствии более строгих ограничений апертурный угол должен удовлетворять условию $2\sigma_1 \leq 10^\circ$;
- угол ε_1 между нормалью к поверхности образца и оптической осью «при почти нормальном падении» пучка в процессе измерения ρ не должен превышать 10° , а при измерении τ и нормальном падении $\varepsilon_1 = 0^\circ \pm 2^\circ$; при измерениях $\rho(\varepsilon)$ и $\tau(\varepsilon)$ при других углах падения последние должны быть указаны.

Общие рекомендации по выполнению спектральных условий сводятся прежде всего к тому, что:

- при измерении световых (фотометрических) характеристик $P(\lambda)$ должно соответствовать определенному эталонному источнику света или, по крайней мере, такому, $P(\lambda)$ которого достаточно точно известно; предпочтительно по возможности использовать источник типа А;
- при измерении энергетических характеристик обычно следует использовать источники с излучением, близким по спектральному составу к солнечному излучению, регламентируемому [63];
- при определении спектральных характеристик следует работать в любом из двух режимов: облучение монохроматическим источником и измерение

в широкой полосе либо облучение широкополосным источником и измерение в узкой полосе; в случае люминесцентных материалов следует облучать образец полихроматическим потоком корректно выбранного источника и измерения выполнять в узкой полосе с помощью монохроматора.

Известно, что оптические свойства веществ при наклонном падении излучения зависят от состояния его поляризации. «Направленные» измерения с использованием неполяризованного падающего излучения можно выполнять лишь в том случае, если источник не генерирует поляризованное излучение, или же отклоняющая либо фокусирующая оптика (разумеется, если таковая введена в оптический тракт), а также приемник излучения нечувствительны к поляризованному излучению. В противном случае при наклонном падении излучения необходимо выполнить два независимых измерения с линейно поляризованным падающим пучком: сначала в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, а затем в плоскости, параллельной ей. Значение измеряемой характеристики при неполяризованном падающем излучении в этом случае равно среднему из двух полученных результатов.

В тех случаях, когда необходимо выполнить измерения при строго линейно поляризованном излучении, необходимо указывать угол между плоскостями поляризации и падения излучения.

П р и м е ч а н и я.

Излучение лампы обычно частично поляризовано. Пучок, вводимый в ИС, деполаризуется за счет многократных отражений внутри нее.

Пучок излучения может быть деполаризован с помощью введенной в него под наклоном тонкой стеклянной пластинки. Степень деполаризации можно контролировать вращением поляризационного фильтра вокруг оптической оси падающего пучка при сохранении неизменности отсчета.

Для облучения/освещения образцов при измерениях ρ и τ используются измерительные лампы следующих типов:

- при определении световых (фотометрических) характеристик используются лампы накаливания (обычно галоидно-вольфрамовые) в качестве источников типа А;

- при определении спектральных характеристик используются:

- дейтериевые лампы при $200 \text{ нм} < \lambda < 350 \text{ нм}$;

- галогенные лампы при $350 \text{ нм} < \lambda < 3000 \text{ нм}$;

- ксеноновые лампы при $250 \text{ нм} < \lambda < 1200 \text{ нм}$;

- при определении энергетических характеристик используются:

- ксеноновые лампы, чаще всего с фильтрами;

- сочетания ксеноновых ламп, металлогалоидных ламп и ламп накаливания.

С целью контроля стабильности во времени излучательных характеристик лампы должны быть снабжены аппаратурой для периодического измерения и регулирования интенсивности пучка.

Приемно-усилительные элементы и измерительные приборы. Как упоминалось ранее, измерительными приборами служат СИ облученности/освещенности или энергетической яркости/яркости. Для приборов первой из этих двух групп оценка влияния пространственного распределения потока излучения производится вычислениями в пределах полусферы, а для приборов второй группы — в пределах участвующего в измерениях поля зрения, которое зависит от принятых геометрических условий. Более того, приборы

первой группы должны быть снабжены косинусным корректором, располагаемым перед входной апертурой СИ.

Радиометр или фотометр в качестве ИП содержат измерительную (соответственно, радиометрическую или фотометрическую) головку. На ее характеристику преобразования могут оказывать влияние:

- отклонение относительной спектральной характеристики от нормированной относительной спектральной весовой функции;
- изменение $K_{\text{пр}}$ в зависимости от положения приемной площадки ИП;
- поляризация падающего излучения.

Рекомендуемыми приемниками излучения в зависимости от измеряемой характеристики и диапазона длин волн являются:

- при измерениях световых характеристик — скорректированные под $V(\lambda)$ -функцию фильтровые кремниевые фотогальванические элементы;
- при измерениях энергетических характеристик — термоэлектрические батареи;
- при измерениях спектральных характеристик:
 - фотоэлектронные умножители (ФЭУ) при $200 \text{ нм} < \lambda < 900 \text{ нм}$;
 - кремниевые фотогальванические элементы при $200 \text{ нм} < \lambda < 1100 \text{ нм}$;
 - PbS, InGaAs и др. твердотельные приборы при $\lambda > 800 \text{ нм}$.

Кроме вышеуказанных факторов, на точность радиометра/фотометра могут оказывать отрицательное влияние:

- нелинейность характеристики преобразования;
- погрешность отсчетного устройства;
- усталость;
- температурная зависимость;
- погрешности, возникающие при переключении пределов измерений;
- время прогрева прибора;
- колебания напряжения питания прибора.

Числовые способы уменьшения (коррекции) этих влияний достаточно подробно рассмотрены в работе [4а]. Однако существуют ряд влияющих факторов, для которых числовые способы коррекции пока не могут быть рекомендованы, а именно:

- старение;
- сдвиг нуля;
- недостаточная механическая и климатическая стойкости конструкции радиометра/фотометра;
- влияние внешних магнитных полей.

В качестве регистрирующих устройств для рассматриваемых СИ в [62] рекомендовано использовать небольшие компьютеры/микропроцессоры в сочетании с принтерами/плоттерами. Эта рекомендация особенно эффективна применительно к спектральным измерениям по причине большого массива регистрируемой информации.

О роли и значении монохроматора при выполнении измерений спектральных характеристик веществ и материалов, а также о его принципе действия и основных параметрах, достаточно подробно говорилось ранее. Здесь следует лишь отметить, что при измерениях оптических свойств нелюминесцентных материалов монохроматор может быть расположен в оптической системе либо излучателя, либо измерительного прибора. Однако если измерению с использованием одного монохроматора подлежат люминесцентные материалы, то его

следует располагать между образцом и оптической системой СИ. Определение же всей совокупности рассматриваемых оптических свойств люминесцентного образца требует применения двух монохроматоров, один из которых должен быть введен в оптическую систему излучателя, а другой — в оптическую систему измерительного прибора.

Значительную роль при построении большинства описываемых далее оптических схем СИ ρ и τ играет ИС. Поэтому остановимся более подробно на ее теории и особенностях конструирования и изготовления.

Интегрирующая сфера. Интегрирующая сфера представляет собой полый шар, внутренняя поверхность которого служит предельно неселективным диффузным отражателем, а оснащенная радиометром/фотометром ИС рекомендуется для выполнения измерений:

- коэффициентов отражения и пропускания;
- коэффициентов диффузного отражения и пропускания.

При этом зеркальные (направленные) компоненты этих коэффициентов могут быть получены путем вычитания одних результатов из других.

Примечания.

Распространенный ранее термин «box photometer», обозначавший конструктивно объединяющий ИС и фотометр измерительный прибор, отныне не рекомендуется [62].

Интегрирующие сферы не предназначены для измерений ρ и τ люминесцентных материалов.

В основу применения ИС для измерения ρ и τ положен метод сравнения показаний радиометра/фотометра, которым она оснащена, функционально связанных с потоками излучения, отраженными/пропущенными исследуемым и стандартным образцами. При этом предполагается, что не прямые облученность/освещенность или энергетическая яркость/яркость, порождаемые внутренней поверхностью ИС, пропорциональны потоку излучения.

Первоначально теория ИС была разработана применительно к измерению светового потока ламп и только позднее распространена на измерения лучистого/светового потока, отраженного/прошедшего от/сквозь материалов/ы.

Согласно теории Ульбрихта, световой поток, отраженный/пропущенный образцом, связан с не прямой облученностью/освещенностью на внутренней поверхности ИС соотношением

$$\Phi_r(\Phi_t) = E_{\text{ind}} A \frac{1 - \rho_k}{\rho_k}, \quad (12.5)$$

где $\Phi_r(\Phi_t)$ — отраженный (прошедший) поток; E_{ind} — не прямая (indirect) облученность/освещенность на рассеивающем излучение входном окне радиометра/фотометра; A — площадь поверхности ИС; ρ_k — усредненное значение коэффициента отражения всей поверхности ИС.

Примечание. Уравнение (12.5) не учитывает плоскую форму исследуемого (стандартного) образца и опалового входного окна измерительной головки радиометра/фотометра. При этом считается, что все, что помещено внутрь ИС, включая ее поверхность, является изотропным рассеивателем.

Вместо измерения облученности/освещенности некоторого участка внутренней поверхности ИС можно измерять ее энергетическую яркость/яркость. В любом случае существенно для получения корректных результатов, чтобы

участвующая в измерениях часть поверхности ИС была полностью экранирована от прямого излучения, отражаемого/пропускаемого образцом. При измерении энергетической яркости/яркости обычно требуется большего размера экран, чем при измерении облученности/освещенности.

Поскольку характеристики реальной ИС отличаются от таковых у идеальной (расчетной) ИС, отраженный/прошедший световой поток не может быть вычислен непосредственно из уравнения (12.5). Для этого необходимо провести дополнительные измерения по крайней мере коэффициента отражения СО, причем в идеальном случае коэффициент отражения образца равен

$$\rho_x = \rho_N \frac{E_{\text{ind},x}}{E_{\text{ind},N}}, \quad (12.6)$$

где ρ_x — коэффициент отражения исследуемого образца; ρ_N — коэффициент отражения стандартного образца; $E_{\text{ind},x}$ — непрямая облученность/освещенность, создаваемая потоком, отраженным исследуемым образцом; $E_{\text{ind},N}$ — непрямая облученность/освещенность, создаваемая потоком, отраженным стандартным образцом.

Все сказанное в равной мере относится и к измерению коэффициента пропускания, причем, в отсутствие СО, $\tau_N = 1$.

Таковы основные теоретические положения, обосновывающие возможность и целесообразность применения ИС для измерений ρ и τ . Однако более точные результаты могут быть получены с использованием **методик выполнения измерений**, на которых остановимся более подробно. При этом необходимо учесть ряд конструктивных, геометрических и технологических особенностей, характеризующих модернизируемую для проведения тех или иных измерений ИС.

Предварительно — несколько замечаний о **методах измерений** ρ и τ с использованием ИС. При измерении **методом замещения** исследуемый образец и СО (если участвует в измерении) помещаются в отверстия ИС последовательно один за другим. В результате усредненное значение коэффициента отражения внутренней поверхности сферы может измениться. В спектрофотометрических экспериментах это затруднение преодолевается применением двухлучевой схемы (рис. 12.3 а).

При измерении методом сравнения исследуемый и стандартный образцы одновременно участвуют в эксперименте, будучи помещенными в двух различных отверстиях ИС и последовательно облучаемыми один за другим. Благодаря этому усредненное значение коэффициента отражения внутренней поверхности сферы остается неизменным.

Метод замещения эффективен при условии существенной малости отверстия в ИС (его диаметр не должен превышать 0,1 диаметра ИС). В противном случае необходимо выполнять дополнительные измерения с применением вспомогательной лампы или вспомогательного экрана, о чем будет рассказано далее. На практике этот метод используется при измерениях оптических свойств толстых образцов из рассеивающих излучение материалов (мутных сред), если доступна ИС большого диаметра (> 2 м).

Покрытие внутренней поверхности сферы должно быть неселективным, практически диффузным и равномерно распределенным по всей площади. Кроме того, оно не должно люминесцировать. Эти свойства внутренней по-

верхности ИС характеризуются **относительным показателем** $K(\lambda)_{\text{отн}}$:

$$K(\lambda)_{\text{отн}} = \frac{\rho_k(\lambda)(1 - \rho_{k \max})}{\rho_{k \max}(1 - \rho_k(\lambda))}, \quad (12.7)$$

где $\rho_k(\lambda)$ — спектральный коэффициент отражения внутренней поверхности сферы; $\rho_{k \max}$ — его максимальное значение.

Даже незначительные относительные изменения $\rho_k(\lambda)$ могут существенно влиять на $K(\lambda)_{\text{отн}}$. Это влияние усиливается по мере возрастания коэффициента отражения. С другой стороны, эффективность ИС как интегратора падает по мере уменьшения ρ . Поэтому для измерений световых характеристик рекомендуется покрытие внутренней поверхности ИС с коэффициентом отражения $\approx 0,8$.

Обычно в качестве покрытий используются выпускаемые промышленностью краски, характеризуемые $K(\lambda)_{\text{отн}}$. На рис. 12.4 в качестве примера приведены зависимости относительного показателя от длины волны для светлосерой краски с $\rho \approx 0,8$ и BaSO_4 с максимальным спектральным коэффициентом отражения 0,98. Для проведения спектральных измерений покрытие внутренней поверхности ИС следует выбирать с предельно возможным коэффициентом отражения. Для выполнения спектральных измерений в УФ области спектра и энергетических характеристик материалов, ИС изнутри покрывают прессованным политетрафлуорэтиленом (PTFE) или сульфатом бария. На рис. 12.5 приведена зависимость от длины волны спектрального коэффициента отражения PTFE. Более того, всегда покрытие расположенных внутри ИС экранов должно обладать предельно достижимым коэффициентом отражения. С целью сведения к минимуму влияния старения и загрязнения внутренней поверхности ИС ее нужно регулярно очищать и периодически перекрашивать. Внешняя поверхность ИС должна быть покрыта черной краской во избежание переотражений между нею и образцом.

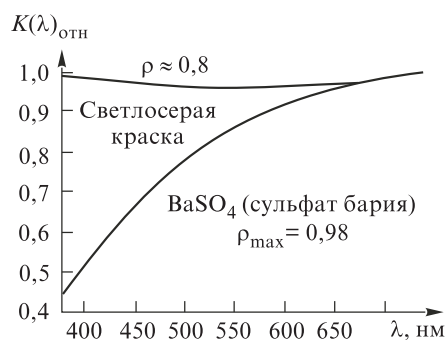


Рис. 12.4. Относительный показатель $K(\lambda)_{\text{отн}}$ для светлосерой краски и сульфата бария

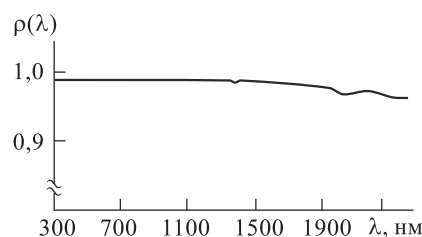


Рис. 12.5. Спектральный коэффициент отражения PTFE

Следует отметить, что многие виды «шершавых» (матированных) образцов (опаловых стекол, керамических изразцов и пр.) абразивны и могут загрязняться в контакте с черной краской внешней поверхности ИС. Во избежание этого, можно отверстие для образца окружить тонким бумажным листом.

Чрезвычайно важно соблюдение строгих геометрических соотношений между элементами конструкции ИС и требований к этим элементам.

Диаметры сферы и отверстий для закрепления образцов. Требования к диаметру сферы достаточно противоречивы. Чем он меньше, тем слабее затухание излучения, но если ИС слишком мала, возникают осложнения, связанные с общей площадью отверстий в ней. Существует и рекомендовано пользователям ИС неравенство $D \geq d_1$, где D — диаметр сферы, d_1 — диаметр отверстия для образца. Суммарная площадь отверстий в ИС не должна превосходить 1/10 площади ее внутренней отражающей поверхности.

Минимальные диаметры толстых образцов из рассеивающего материала, требующих отверстия в ИС большого диаметра, должны вдвое его превышать, но при этом требуются вспомогательные лампа или экран, если не используется двухлучевая схема. Для таких образцов рекомендуется, чтобы диаметр ИС превышал 0,5 м. Поскольку промышленные спектрорадиометры, предназначенные для измерений ρ и τ , снабжены ИС диаметром $< 0,2$ м, их нельзя использовать для точных измерений характеристик толстых образцов из рассеивающих материалов.

Отверстия. Число, расположение и диаметры отверстий в ИС, требуемых для выполнения измерений, зависят от вида измеряемых характеристик и типов образцов. Поскольку отверстия всегда приводят к нарушению алгоритма измерений внутри ИС, их количество и диаметры (по сравнению с размерами сферы) должны быть минимизированы.

Следовательно, практика диктует требование всемерного уменьшения размеров различных отверстий в ИС, откуда следует, что необходимо разумно увеличивать ее диаметр, чтобы отверстия не занимали чрезмерной части суммарной внутренней поверхности ИС. Поэтому при конструировании и сборке ИС должен быть достигнут компромисс между числом измеряемых характеристик (т. е. общим количеством отверстий) и достижимой точностью получаемых результатов.

Пример. Методом замещения с использованием универсального сферического радиометра/фотометра измеряются:

- ρ и τ , при направленном практически нормальном падении излучения;
- $\rho(\varepsilon)$ и $\tau(\varepsilon)$, при направленном падении излучения в зависимости от угла ε_1 ;
- τ_{dif} , при полусферическом облучении;
- ρ_{dif} и τ_{dif} .

Для выполнения этих измерений в ИС должны быть сделаны следующие отверстия (рис. 12.6).

Отверстие 1 для образца:

— диаметр отверстия должен быть достаточно большим, чтобы обеспечить попадание в ИС всего отраженного/прошедшего излучения; для измерений тонких образцов (или образцов только лишь с поверхностным отражением) приемлем диаметр отверстия $d_1 \leq 0,1D$, где D — диаметр сферы; для измерений толстых образцов из рассеивающего излучение материала наиболее подходящ $d_1 = 25$ см при $D \geq 2d_1$;

— диаметр образца должен превосходить диаметр отверстия 1; если наблюдаются потери излучения из торцевой поверхности образца, ее нужно покрыть материалом с высоким коэффициентом зеркального отражения, например, анодировать алюминием; облучаемая поверхность толстых образцов из рас-

сеивающих излучение материалов должна быть меньше диаметра отверстия для образца; при точных измерениях пропускания образец следует облучать по большой площадке, превышающей площадь отверстия для образца;

— стенка отверстия 1 должна быть предельно тонкой с острым краем и иметь высокий коэффициент зеркального или, на крайний случай, диффузного отражения.

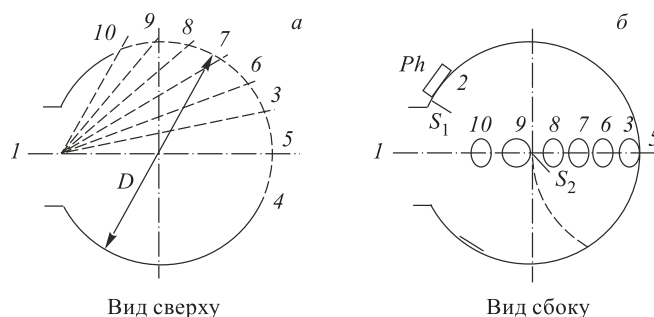


Рис. 12.6. Геометрия универсальной ИС: а — вспомогательный экран S_2 внутри; б — вспомогательный экран S_2 снаружи; D — диаметр сферы; 1 — отверстие для образца; 2 — отверстие для фотометрической головки; 3 — входное отверстие для светового потока при измерениях ρ ; 4 — ловушка для зеркального отражения; 5 — ловушка для зеркального пропускания; 6–10 — входные отверстия для измерений угловой зависимости ρ ; Ph — фотометрическая головка; S_1 — экран между отверстием 1 и рассеивателем фотометрической головки

Отверстие 2 для радиометрической/фотометрической головки:

— это отверстие должно быть предельно малым и расположено как можно ближе к отверстию 1; при измерении облученности/освещенности с использованием радиометрической/фотометрической головки отверстие 2 должно быть экранировано от прямого попадания излучения, порожденного образцом (рис. 12.6); измерение энергетической яркости/яркости выполняется сквозь защищенное экраном отверстие, через которое виден участок внутренней поверхности ИС, ближайший к отверстию 1 (рис. 12.7).

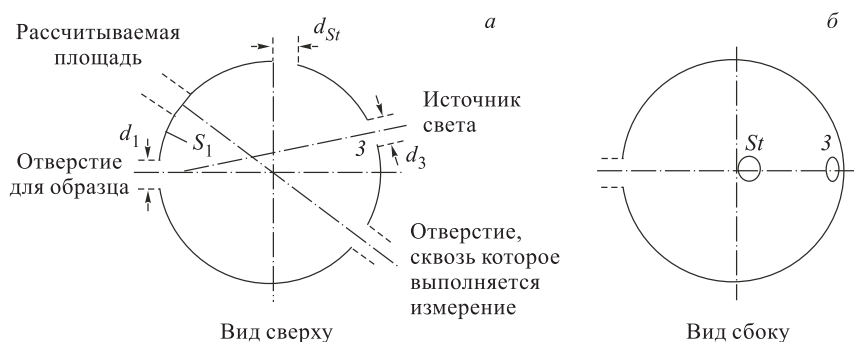


Рис. 12.7. Измерение ρ с использованием ИС с присоединенным к ней СИ энергетической яркости/яркости

Отверстие 3 используется для ввода в ИС пучка излучения при измерении ρ :

— угол падения $\varepsilon_1 \leq 10^\circ$; диаметр отверстия $d_3 \leq 0,1D$; диаметр вводимого в ИС пучка должен быть меньше d_3 .

Отверстие 4 для вывода из ИС зеркально отраженного излучения:

— диаметр $d_4 = 0,02D$; диаметр площадки, облучаемой зеркально отраженным пучком, должен быть не более $0,8d_4$; отверстие 4 должно быть симметрично отверстию 3 относительно диаметра ИС, проходящего через центры отверстий 1 и 5.

Отверстие 5 для вывода из ИС направленно прошедшего излучения:

— диаметр $d_5 = d_4$; диаметр площадки, облучаемой направленно прошедшим пучком, должен быть не более $0,8d_5$.

Отверстия 6–10 служат входными при измерениях зависимости $\rho(\varepsilon)$ в диапазоне углов падения излучения от 20 до 60° . Для углов падения в расширенном диапазоне значений возможно увеличение числа отверстий, причем диаметры вводимых пучков должны быть меньше d_3 . При больших углах падения, чем 60° , в ИС не предусматривается отверстий для вывода излучения, аналогичных отверстию 4.

При измерении методом сравнения в ИС необходимо предусмотреть дополнительное отверстие St для СО (рис. 12.8). Местоположение этого отверстия не критично, а диаметр тот же, что и у отверстия 1.

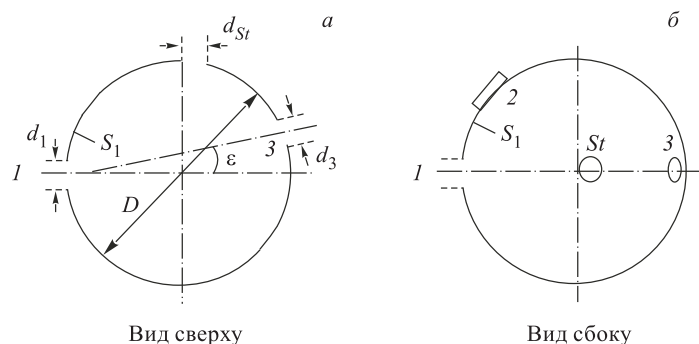


Рис. 12.8. ИС для измерения ρ тонких образцов: ($d_1 \leq 0,1D$, $d_3 \leq 0,1D$, $\varepsilon \leq 10^\circ$) St — отверстие для СО; $d_{St} = d_1$

Отверстия, не используемые при проведении данного измерения, должны быть закрыты крышками (заглушками), внутренние поверхности которых окрашены тем же составом, что и внутренняя стенка ИС.

Разумеется, приведенная в примере геометрия ИС может быть упрощена, а при измерениях меньшего количества характеристик отпадает необходимость в целом ряде отверстий.

Рекомендуемым методом измерения облученности/освещенности предусмотрено использование радиометрической/фотометрической головки. Расположенная в отверстии 2, она предназначена для определения измеряемой величины (в данном случае интенсивности падающего излучения) в соответствии с законом косинуса. Поэтому при измерениях спектральных и световых величин отверстие для головки должно быть прикрыто пропускающим излучение рассеивателем, поверхность которого должна быть расположена впритык к внутренней стенке ИС. Более того, рассеиватель должен обладать

в требуемом диапазоне длин волн высоким коэффициентом пропускания только диффузного излучения, без зеркальной компоненты. Спектральный коэффициент пропускания рассеивателя должен быть согласован с относительной спектральной характеристикой приемника излучения. Для защиты головки от прямого попадания исходящего от образца излучения используется небольшой экран с возможно большей неселективностью (рис. 12.6).

Если вместо облученности/освещенности внутренней поверхности ИС измеряется ее энергетическая яркость/яркость, то этот участок в поле зрения радиометрической/фотометрической головки должен быть ограничен и защищен от прямого попадания исходящего от образца излучения. Лучше всего, чтобы такой экранированный участок поверхности находился вблизи отверстия 1 , тогда достаточно использовать небольшой экран белого цвета (рис. 12.7). Таким образом, во входную апертуру радиометра/фотометра должно попадать излучение только с этого ограниченного участка поверхности ИС.

Измерения с использованием ИС, имеющей отверстие для образца, соизмеримое по своим размерам с ее диаметром, выполняются только методом замещения. Однако, как упоминалось ранее, в этом случае усредненное значение коэффициента отражения внутренней поверхности ИС может изменяться при замещении измеряемого образца стандартным в отверстии 1 . Корректирующий коэффициент, компенсирующий различие ρ , может быть определен путем проведения двух отдельных измерений с использованием основной внешней

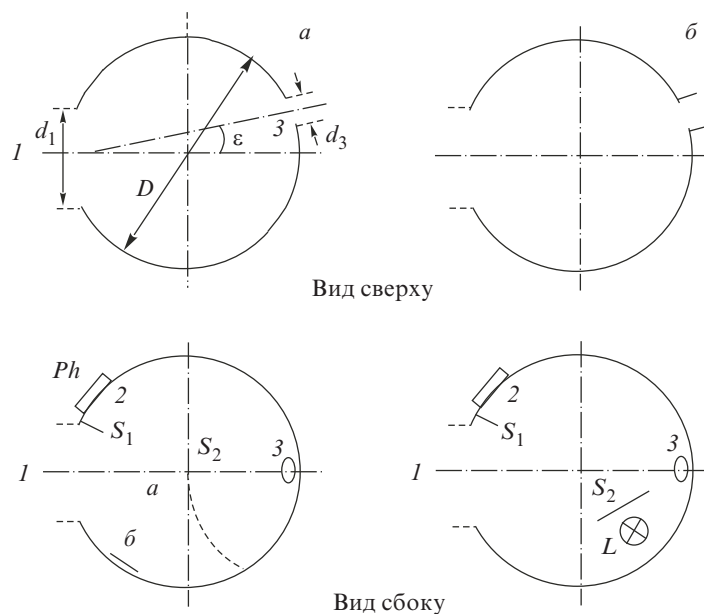


Рис. 12.9. ИС с большим отверстием для образца в схеме измерений ρ толстых образцов из рассеивающих излучение материалов: слева — с вспомогательным экраном S_2 ; a — экран внутри ИС; $б$ — экран вне ИС; справа — с вспомогательной лампой L и экраном S_2 ; 1 — отверстие для образца, $d_1 \leq 0,5D$; 3 — отверстие для ввода излучения, $d_3 \leq 0,1D$, $\varepsilon \leq 10^\circ$; Ph — фотометрическая головка; S_1 — экран между рассеивателем фотометрической головки и отверстием для образца

лампы, располагаемой перед отверстием 3, или фиксируемой вспомогательной лампы внутри ИС (рис. 12.9). При использовании внешней лампы для этой цели вспомогательный экран S_2 располагается вблизи центра ИС с его собственным центром, находящимся на оси пучка, распространяющегося между отверстиями 1 и 3. Плоскость экрана S_2 должна быть перпендикулярной падающему пучку во избежание прямого облучения отверстий 1 и 2. При использовании вспомогательной лампы L (рис. 12.9) ее и экран S_2 следует располагать так, чтобы также избежать прямого облучения этих двух отверстий. Внешняя и вспомогательная лампы должны иметь одинаковые $P(\lambda)$.

С подробным описанием методик выполнения технических измерений коэффициентов отражения, пропускания и поглощения веществ и материалов можно ознакомиться в [5].

12.4. Типовые спектрофотометры

Несколько типов серийно выпускаемых отечественными предприятиями и зарубежными фирмами спектрофотометров включены в Государственный реестр средств измерений, допущенных к применению в Российской Федерации. Это современные приборы, поэтому основные сведения о них представляют несомненный интерес и позволяют судить об уровне, которого достиг данный вид оптической радиометрии.

Акционерное общество закрытого типа «ОКБ СПЕКТР» в Санкт-Петербурге выпустило в обращение три модели спектрофотометра СФ-2000 (СФ-2000, СФ-2000-01 и СФ-2000-02), предназначенных для измерений спектральных коэффициентов направленного пропускания жидких и твердых прозрачных образцов. Эти приборы обладают следующими основными техническими и метрологическими характеристиками.

Спектральный диапазон, нм:

- для СФ-2000 200–1100;
- для СФ-2000-01; СФ-2000-02 200–750.

Предел допускаемого значения абсолютной погрешности спектрофотометра при измерении спектральных коэффициентов направленного пропускания, % 1,0.

Пределы допускаемого значения абсолютной погрешности спектрофотометра при установке длин волн, нм: в спектральном диапазоне 290...390 нм, 390–750 нм:

- для СФ-2000 $\pm 0,4$;
- для СФ-2000-01; СФ-2000-02 $\pm 0,4, \pm 0,8$;
- в спектральном диапазоне 390–1100 нм $\pm 1,6$.

Предел допускаемого значения случайной погрешности спектрофотометра при измерении спектральных коэффициентов направленного пропускания, % 0,2.

Температура жидкости в кювете при термостатировании, °C 37.

Потребляемая мощность, Вт, не более 100.

Габаритные размеры, мм³, не более $450 \times 320 \times 180$.

Масса, кг, не более 10.

Полный средний срок службы при наработке не более 5000 ч, лет, не менее 5.

Немецкая фирма Dr Bruno Lange GmbH представила спектрофотометр CADAS 200 для измерений оптической плотности (коэффициента пропускания) различных образцов, помещаемых в кюветное отделение. Прибор обладает следующими основными техническими и метрологическими характеристиками.

Спектральный диапазон, нм	190–900.
Диапазон измерения коэффициента пропускания, %	0–100.
Пределы допускаемой абсолютной погрешности спектрофотометра по шкале коэффициентов пропускания, %	$\pm 1,0$.
Пределы допускаемой абсолютной погрешности установки длин волн, нм	$\pm 1,0$.
Уровень мешающего излучения (на длине волны 220 нм), %, не более	0,1.
Габаритные размеры, мм ³	460 × 195 × 415.
Масса, кг	21.
Потребляемая мощность, Вт	200.
Напряжение питания, В	220 ⁺²² _{–33} .
Условия эксплуатации:	
— диапазон температур окружающей среды, °C	15–35;
— диапазон относительной влажности, %	20–80;
— диапазон атмосферного давления, кПа	84–106,7.

Для измерений оптической плотности растворов и твердых образцов на фиксированных длинах волн в УФ и видимом диапазонах спектра эта же фирма выпустила фотометр Lasa 20 типа LPG 300 со следующими основными техническими и метрологическими характеристиками.

Диапазон измерений оптической плотности, Б	0–2,5.
Предел допускаемой абсолютной погрешности при измерении оптической плотности, Б	$\pm 0,02$.
Дискретность показаний оптической плотности, Б	0,001.
Длины волн света, используемые в измерениях, нм	340; 440; 500; 600.
Тип кювет для измерений	круглые $\varnothing 12 \times 80$ мм.
Напряжение питающей сети, В	6 ± 10 %.
Потребляемая мощность, Вт, не более	5.
Габаритные размеры, мм ³ , не более	120 × 65 × 185.
Масса, кг, не более	0,5.
Фотометр Lasa 20 типа LPG 300 является восстанавливаемым изделием.	

Открытое акционерное общество «ЛОМО», Санкт-Петербург выпускает спектрофотометры трех типов: ИКС-40, СФ-256БИК, СФ-256 УВИ. Первый из этих приборов предназначен для измерений коэффициентов направленного пропускания жидких, твердых и газообразных веществ в спектральном диапазоне 4200–400 см^{–1} (2,38–25 мкм), второй — для тех же измерений, но только для жидких и твердых прозрачных веществ в спектральном диапазоне 1000–2500 нм, а третий прибор аналогичен второму, но его рабочий спектральный диапазон простирается от 190 до 1100 нм.

Спектрофотометры обладают следующими основными техническими и метрологическими характеристиками.

ИКС-40

Пределы допускаемой основной относительной погрешности при определении волнового числа, %:

- в диапазоне 4200–1000 см⁻¹ ±0,1;
- в диапазоне 1000–400 см⁻¹ ±0,15.

Разрешающая способность при волновом числе 1122 см⁻¹, не менее ... 1000.

Пределы допускаемой основной абсолютной погрешности при измерении коэффициентов направленного пропускания, % ±0,5.

Предел допускаемого значения случайной погрешности при измерении коэффициентов направленного пропускания, % 0,08.

Уровень мешающего излучения в спектральном диапазоне 2500–400 см⁻¹, %, не более 1.

Габаритные размеры, мм³, не более 530 × 510 × 290.

Масса, кг, не более 50.

Потребляемая мощность, Вт, не более 500.

Полный срок службы при наработке не более 6000 ч., лет, не менее 6.

Условия эксплуатации:

- температура окружающего воздуха, °C 10–35;
- относительная влажность, % 80.

СФ-256БИК

Диапазон измерения коэффициентов направленного пропускания, % 0,01–100.

Пределы допускаемой абсолютной погрешности при измерении коэффициентов направленного пропускания, % ±1,0.

Пределы допускаемой абсолютной погрешности при установке длин волн, нм ±2,0.

Пределы допускаемой случайной погрешности при измерении коэффициентов направленного пропускания, % 0,2.

Предел допускаемой случайной погрешности при установке длин волн, нм 0,2.

Уровень мешающего излучения при длине волны 2000 нм, %, не более .. 0,1.

Габаритные размеры, мм³, не более 500 × 450 × 250.

Масса, кг, не более 20.

Потребляемая мощность, Вт, не более 100.

Питание от сети переменного тока:

- напряжение, В 220 ± 22;
- частота, Гц 50 ± 1.

Условия эксплуатации:

- температура окружающей среды, °C 10–35;
- относительная влажность, % 45–80;
- атмосферное давление, кПа 84–106,7.

Средняя наработка на отказ, ч, не менее 1000.

СФ-256УВИ

Диапазон измерения коэффициентов направленного пропускания, % 0,01–100.

Пределы допускаемой абсолютной погрешности спектрофотометра при измерении коэффициентов направленного пропускания, %:

- в спектральном диапазоне 400–750 нм для коэффициентов пропускания 1–30 % ±0,25;

— для коэффициентов пропускания св. 30–100 %	±0,5;
— в остальном спектральном диапазоне для коэффициентов пропускания 1–100 %	±1,0.
Пределы допускаемой абсолютной погрешности при установке длин волн, нм	±1,0.
Предел допускаемой случайной погрешности при измерении коэффициентов направленного пропускания, %	0,1.
Предел допускаемой случайной погрешности при установке длин волн, нм	0,1.
Уровень мешающего излучения при длине волны 220 нм, %, не более	0,05.
Габаритные размеры, мм ³ , не более	500 × 450 × 250.
Масса, кг, не более	20.
Потребляемая мощность, Вт, не более	100.
Питание от сети переменного тока:	
— напряжение, В	220±22;
— частота, Гц	50±1.
Условия эксплуатации:	
— температура окружающей среды, °С	10–35;
— относительная влажность, %	45–80;
— атмосферное давление, кПа	84–106,7.
Средняя наработка на отказ, ч, не менее	1000.

Всемирно известной американской фирмой Perkin Elmer LLC выпускаются спектрофотометры Lambda моделей 25, 35, 45 для проведения различных аналитических работ, связанных с исследованием оптических спектров в ультрафиолетовой и видимой области, а также для измерений концентраций различных органических и неорганических веществ в самых разнообразных образцах, водных растворах, продуктах питания, почвах и т. д. Спектрофотометры этих моделей имеют следующие основные технические и метрологические характеристики.

Спектральный диапазон, нм	190–1100.
Спектральная ширина щели, нм:	
— Lambda 25	фиксированная: 1;
— Lambda 35, Lambda 45	переменная: 0,5; 1; 2; 4.
Диапазон измерения спектральных коэффициентов направленного пропускания, T , %	0,0001–100.
Пределы допускаемой абсолютной погрешности установки длин волн (на длине волны 656,1 нм — D2 пик), нм	±0,1.
Воспроизводимость измерений по шкале длин волн (на длине волны 656,1 нм — D2 пик), нм	±0,05.
Пределы допускаемой абсолютной погрешности спектрофотометра при измерении спектральных коэффициентов направленного пропускания, при 10 %, T	±0,07.
Оптика:	
— Lambda 25, Lambda 35	двухлучевой спектрометр с вогнутой голографической решеткой, 1053 лин./мм;
— Lambda 45	двухлучевой спектрометр с вогнутой голографической решеткой, 1053 лин./мм и формонохроматор;

- Источник дейтериевая и вольфрамово-галогенная лампы (с автоматическим переключением).
- Скорость сканирования, нм/мин 7,5–2880.
- Рассеянный свет (при 220, 340 и 370 нм):
- Λ_{25} , Λ_{35} , % T <0,01;
- Λ_{45} , % T <0,005.
- Дрейф нуля (при 500 нм), Б/ч $\leq 0,00015$.
- Уровень шума (от пика к пику при 0 Б, 500 нм), Б . 0,0003 (сглаживание 2).
- Система обработки данных с внешнего компьютера, программа UV WinLab для Windows 95 и Windows NT.
- Выходной интерфейс RS 232C/V24:
- — параллельный интерфейс (для управления приспособлениями);
- — второй RS232C/V24 интерфейс поставляется дополнительно.
- Источник питания (без принтера и компьютера):
- напряжение, В 100–240;
- частота, Гц 50 или 60.
- Потребляемая мощность, Вт 259.
- Габаритные размеры, мм³ 650 × 560 × 233.
- Масса, кг 26.

12.5. Методы и средства абсолютной рефлектометрии

Предыдущие параграфы настоящей главы были посвящены, в основном, техническим измерениям трех важнейших оптических свойств материалов — характеристик отражения, пропускания и поглощения оптического излучения. Однако обеспечение единства этих измерений требует создания первичных, вторичных и рабочих эталонов и соответствующих методов и средств воспроизведения единиц величин, характеризующих упомянутые оптические свойства, и передачи их размеров. Это означает, что необходимо описать методы и средства эталонных измерений характеристик отражения и пропускания веществ и материалов, поскольку именно этими характеристиками чаще всего интересуются специалисты в разных отраслях науки, промышленности, новейших технологий, а также пользователи светотехнической, медицинской, аналитической и пр. видов аппаратуры, применяемых в самых различных сферах человеческой деятельности.

Однако подавляющее большинство окружающих нас световых и цветовых явлений связано с диффузным отражением излучения и его рассеянием при пропускании различными средами. Поэтому измерения характеристик в первую очередь диффузного отражения особенно актуальны, а, следовательно, необходима и система обеспечения их единства, возглавляемая первичным эталоном, роль которого должен играть общепризнанный, высокоточный, высокостабильный стандартный образец, коэффициент диффузного отражения которого определен с высокой степенью достоверности. Кроме этого, в распоряжении метрологов должны находиться методы и средства передачи размера этого коэффициента стандартным образцам меньшей точности, применяемым во вторичных и рабочих эталонах.

Примечание. В англоязычной литературе связь СИ с первичными (национальными) эталонами обозначается термином *traceability*, что соответствует, в переводе на русский язык, единству измерений.

Еще в 1931 году в области колориметрии непрозрачных материалов МКО рекомендовала в качестве первичного эталона коэффициента диффузного отражения использовать образец из закопченной окиси магния. Однако с 1969 года он был заменен на совершенный («идеальный») диффузный отражатель. Поскольку в природе не существует материалов и веществ, с достаточной точностью удовлетворяющих требованиям по диффузности, предъявляемым к совершенному отражателю, необходимо было разработать методы и средства **абсолютных измерений** диффузных отражательных характеристик образцов, предназначенных для использования в качестве первичных эталонов коэффициента диффузного отражения.

Настоящий раздел посвящен описанию этих методов и средств на основе материала, содержащегося в [64]. Именно на базе части этих методов построены в ряде стран системы обеспечения единства измерений (*traceability*) всех трех основных оптических характеристик материалов — коэффициентов отражения, пропускания и поглощения.

Рассматриваемая в данной главе характеристика, как неоднократно отмечалось ранее, представляет собой отношение двух потоков — отраженного образцом и падающего на него. Как правило, прямые измерения этих двух потоков не практикуются. Следовательно, необходимы методы и средства косвенных измерений этого отношения с высокой точностью, на которую, кстати, влияют способы пробоподготовки и изготовления стандартных образцов, а также достоверность определения их метрологических свойств.

По принципу измерений рассматриваемые в настоящем параграфе методы делятся на:

- гониофотометрические;
- использующие полусферические облучатели;
- использующие полусферические или сферические зеркала;
- основанные на теории Кубелки–Манка (Kubelka–Munk);
- базирующиеся на теории интегрирующей сферы.

Примечание. Напомним, что **принципом измерений** именуется совокупность физических явлений, на которых основаны измерения, а **методом измерений** считается совокупность приемов использования принципов и средств измерений.

Прежде чем приступить к описанию методов измерений в приведенной выше последовательности, необходимо сделать два важных замечания.

Во-первых, «совершенным (отражающим) рассеивателем (диффузором)» считается **идеальный равномерный рассеиватель (диффузор) с коэффициентом отражения, равным 1**. Его не следует отождествлять с «равномерным рассеивателем (диффузором)», обладающим всего лишь одинаковой яркостью во всех направлениях.

Во-вторых, **показатель яркости β или коэффициент отражения ρ** строго зависят от геометрии облучения и измерения (наблюдения). Приведем наиболее важные геометрии для выполнения эталонных измерений при определении характеристик СО коэффициента отражения:

- 1 — нормальное/45° (сокращенно 0/45);
- 2 — 45°/нормальное (сокращенно 45/0);

- 3 — диффузное/нормальное (сокращенно d/0);
 4 — нормальное/диффузное (сокращенно 0/d);
 5 — диффузное/диффузное (сокращенно d/d).

П р и м е ч а н и е. Первые 4 условия рекомендованы МКО для точного описания цвета непрозрачных образцов, а при выполнении условий 1 и 4 образцы со смешанным характером отражения не обязательно измерять при строго нормальном падении излучения.

Ранее уже упоминалось, что в каждой из пяти геометрий первым является условие падения излучения, а вторым — условие измерения (наблюдения). Три первых условия являются **показателями энергетической яркости (яркости)** и обозначаются соответственно как $\beta_{0/45}$, $\beta_{45/0}$ и $\beta_{d/0}$, в то время как условия 4 и 5 являются **коэффициентами отражения** и обозначаются соответственно как $\rho_{0/d}$ и $\rho_{d/d}$.

Приступим к рассмотрению перечисленных выше абсолютных методов измерений коэффициента отражения, рекомендуемых при выполнении эталонных измерений.

12.5.1. Гониофотометрические методы. Напомним, что абсолютным измерением коэффициента отражения ρ является определение отношения отраженного светового потока Φ_r к падающему световому потоку Φ_i , т. е. $\rho = \Phi_r / \Phi_i$.

Положим, что сила света отражающей поверхности равна $I(\vartheta, \zeta)$, где ϑ и ζ — угол относительно нормали к поверхности и азимутальный угол, соответственно. Тогда

$$\Phi_r = \int_0^{2\pi} d\zeta \int_0^{\pi/2} I(\vartheta, \zeta) \sin \vartheta d\vartheta.$$

Пусть показатель яркости образца в направлении (ϑ, ζ) равен $\beta(\vartheta, \zeta)$, а сила света в направлении нормали идентично освещаемого совершенного диффузора равна I_0 . Тогда

$$I(\vartheta, \zeta) = \beta(\vartheta, \zeta) I_0 \cos \vartheta,$$

а падающий поток $\Phi_i = \pi I_0$.

В результате

$$\Phi_r = I_0 \int_0^{2\pi} d\zeta \int_0^{\pi/2} \beta(\vartheta, \zeta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta.$$

и

$$\rho = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\zeta \int_0^{\pi/2} \beta(\vartheta, \zeta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \quad (12.8)$$

Из этих уравнений следует, что гониофотометрический метод определения $I(\vartheta, \zeta)$ или $\beta(\vartheta, \zeta)$ наиболее фундаментален по сравнению с другими методами абсолютных измерений характеристик отражения, поскольку он в принципе годен для измерений с образцом, имеющим произвольное распределение I или β , хотя и возникает ряд затруднений при его практическом воплощении.

П р и м е ч а н и е. Помимо абсолютных измерений гониофотометрический метод необходим для определения углового распределения отраженного потока, что позволяет оценить погрешности всех других методов измерений коэффициента отражения.

Поскольку материалы, используемые для изготовления СО коэффициента отражения, весьма близки по своим характеристикам к равномерным рассеивателям, I и β зависят при нормальном падении только от ϑ , т. е. выражение (12.8) упрощается и преобразуется к виду

$$\rho = 2 \int_0^{\pi/2} \beta(\vartheta) \sin \vartheta \cos \vartheta d\vartheta. \quad (12.9)$$

При измерениях β наиболее важными считаются геометрии $0/45$, $45/0$ и $d/0$, поскольку именно эти условия освещения и наблюдения рекомендованы МКО для колориметрии, а абсолютное значение β , измеренное при одном из этих трех условий, используется в качестве опорного (референтного) значения при других углах наблюдения, но при том же условии освещения. Более того, согласно закону взаимности из значения $\beta_{d/0}$ вытекает значение $\rho_{0/d}$.

Световой поток, отраженный образцом в направлениях, близких к направлению падения, не может быть измерен, поэтому при определении коэффициента диффузного отражения можно лишь оценить значение Φ_r . Разумеется, необходимо изучить погрешность такой оценки, но для практически равномерных диффузоров она, как правило, мала.

Показатель яркости $\beta(\vartheta, \zeta)$ в точке образца равен $L(\vartheta, \zeta)/L_0$, где $L(\vartheta, \zeta)$ и L_0 — соответственно, яркости образца и совершенного отражающего рассеивателя (диффузора) при идентичном освещении обоих.

Тогда

$$\beta = \pi q \Omega_0, \quad q = L/E, \quad (12.10)$$

где q — коэффициент яркости; E — освещенность в точке F ; Ω_0 — телесный угол, равный 1 ср.

Это соотношение часто используется в качестве основного при измерении β . Экспериментальная трудность заключена в том, что световой поток, падающий на фотометрическую головку люксметра при измерении E , значительно превышает световой поток в малом телесном угле при измерении яркости L отраженного излучения. Предложено несколько способов преодоления этого затруднения.

Престон и Гордон-Смит (Preston and Gordon-Smith) [64] использовали три отверстия разной площади для получения примерно одинаковых выходных сигналов фотозлемента при измерениях падающего и отраженного световых потоков. Как следует из рис. 12.10, сначала наименьшее отверстие X располагается на расстоянии a от лампы, и регистрируется показание фотометра R_1 для суммарного светового потока, прошедшего сквозь отверстие. Затем пластина с отверстием замещается в той же плоскости образцом, а фотозлемент располагается так, чтобы наблюдение велось под углом 45° сквозь большее отверстие Y . Непосредственно перед приемной поверхностью фотозлемента устанавливается пластина с третьим отверстием Z , при известном расстоянии l между Y и Z , и регистрируется показание фотометра R_2 для

прошедшего сквозь отверстия отраженного потока. При этом

$$\frac{R_2}{R_1} = \beta \frac{YZ}{\pi d^2 X}, \quad (12.11)$$

где β — коэффициент яркости; X , Y , Z — площади отверстий; d — диаметр сферы, проходящей через отверстия Y и Z .

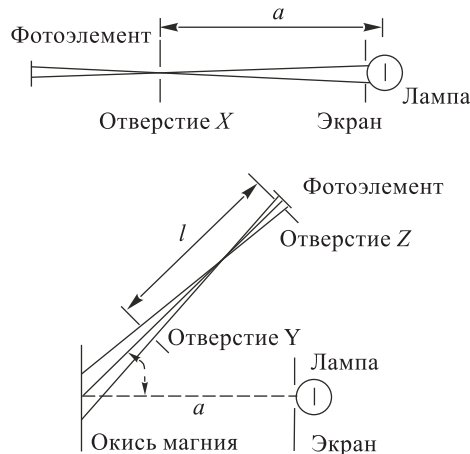


Рис. 12.10. Гониофотометрический метод Престона и Гордона-Смита

Эта формула позволяет определить значение β без ссылки на силу света лампы и расстояние a . Кроме того, необходимо учитывать путем внесения поправок ЗХ фотометрической головки и неравномерность распределения освещенности по поверхности образца.

Логическим развитием описанного метода явился вариант гониофотометрического метода, предложенный Кларком, Ламбертом, Спэрроком и Гэрфортом (Clarke, Lambert, Sparrock and Garforth) [64]. Образец и зеркало из черного стекла взаимозаменяемо монтируются на предметном столике так, что их можно вводить в параллельный пучок, формируемый коллимирующим зеркалом, в фокусе которого расположена лампа источника света. Черное стекло используется, с одной стороны,

как ослабитель, позволяющий сократить разрыв в интенсивностях падающего и диффузно отраженного потоков излучения, а с другой стороны — в качестве зеркала, минимизирующего число манипуляций в измерительной установке при переходе от одного потока к другому. Оно калибруется так же, как любой зеркальный отражатель, при определении его коэффициента отражения.

Черное стекло имеет коэффициент ослабления излучения 25, а сочетание его с секторным ослабителем, помещаемым перед лампой, обеспечивает суммарное ослабление падающего потока до 2500 раз, делая его соизмеримым с потоком, диффузно отраженным образцом.

Отраженное черным зеркалом излучение собирается специальным зеркальным коллектором, проецирующим уменьшенное изображение нити лампы на входную щель монохроматора. При замещении черного зеркала образцом щель освещается целиком. Одинаковые доли потока излучения, прошедшего сквозь щель, попадают на фотометр, дающий показания R_1 и R_2 , соответственно. Это позволяет определить спектральный показатель яркости для геометрии 45/0:

$$\beta_{45/0}(\lambda) = \frac{R_2(\lambda)}{R_1(\lambda)} \frac{\tau \rho(\lambda) \pi d^2}{s n^2 \cos 45^\circ}, \quad (12.12)$$

где τ — коэффициент пропускания секторного ослабителя; $\rho(\lambda)$ — спектральный коэффициент отражения черного зеркала; d — фокусное расстояние вогнутого зеркала коллектора; s — площадь входной щели монохроматора; n — показатель преломления материала, из которого изготовлены оптические

элементы коллектора. Таким образом, при использовании этого метода нужно заведомо знать τ , $\rho(\lambda)$, d и s .

Муррен (Morgen) [64] использовал фотоэлемент для измерения освещенностей в широком диапазоне их значений, т. е. освещенности образца E и освещенности E^1 в плоскости P , расположенной на некотором расстоянии от опалового стекла, освещаемого сзади лампой (рис. 12.11). Яркость опалового стекла, являющаяся в то же время яркостью образца в заданном направлении, регулируется с помощью яркомера и доводится до уровня L , вычисляемого по формуле

$$E^1 = L \frac{a_e a_r}{4R_2 S_r}, \quad (12.13)$$

где R — радиус сферы, в которой вырезаны отверстия S_e и S_r ; a_e и a_r — площади сферических поверхностей, основаниями которых служат эти отверстия.

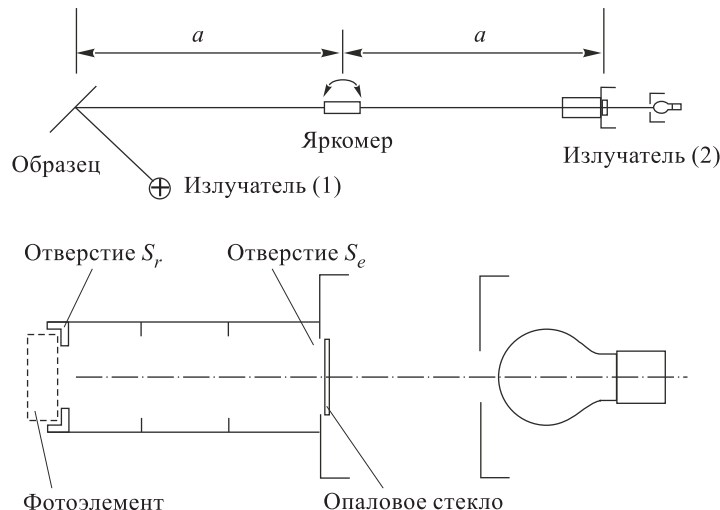


Рис. 12.11. Гониофотометрический метод Муррена

Калибровка фотометра с фотоэлементом для измерения большого отношения E/E^1 выполняется с использованием закона обратных квадратов или, если это необходимо, с помощью дополнительных нейтральных фильтров. Применяя формулу (12.10), Муррен с помощью измеренных значений E и L определил показатели яркости опаловых стекол и СО из прессованных порошков. Отличительной особенностью этого метода является замена измерения яркости проще и надежнее выполняемым определением освещенности.

В. Е. Карташевская и С. П. Скачкова [64] в качестве источника света использовали заключенную в матированный полый корпус с белыми стенками пластину с покрытием BaSO_4 , равномерно освещаемую двумя прожекторными лампами (рис. 12.12). Перед осветителем расположено отверстие с известным диаметром d_0 .

Выходные сигналы фотометра при освещении фотоэлемента образцом (рис. 12.12 а) и источником света (рис. 12.12 б) равны i_x и i_o , соответственно,

а показатели яркости $\beta_{0/45}$ и $\beta_{45/0}$ вычисляются по формуле

$$\beta = \frac{i_x}{i_0} \frac{4l^2\tau}{d_0^2 \cos \zeta}, \quad (12.14)$$

где l — расстояние между излучателем и образцом; ζ — угол падения излучения на образец; τ — коэффициент пропускания вращающегося сектора, используемого для выравнивания значений i_x и i_0 до уровня, обеспечивающего приближенность их отношения к единице.

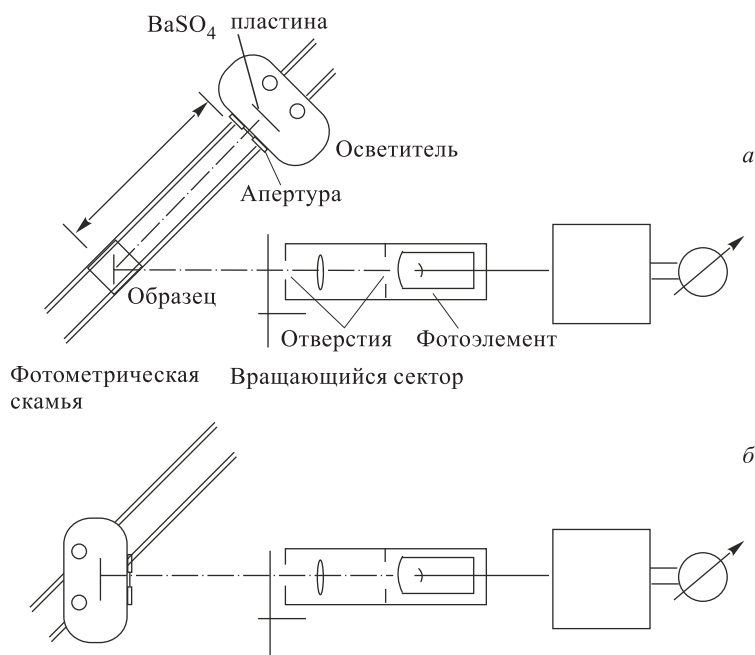


Рис. 12.12. Гониофотометрический метод В. Е. Карташевской и С. П. Скачковой

Авторы метода провели измерения на образцах MgO и BaSO_4 и привели таблицу с результатами, полученными в NRC (метрологическая лаборатория Австралии), NPL (Национальная физическая лаборатория Великобритании) и ВНИИМ (Всероссийский НИИ метрологии им. Д. И. Менделеева, Санкт-Петербург). Расхождения результатов измерений можно объяснить различиями используемых материалов, методик изготовления образцов и погрешностями измерений.

Корте и Шмидт (Korte and Schmidt) [64] измеряли силу света I образца и источника света I_0 под различными углами падения светового потока. Показатель яркости β вычислялся по формуле $\beta = \pi \Omega_0 L / E$, где L — яркость образца, рассчитанная по силе света и проекции поверхности образца; E — освещенность образца, рассчитанная по силе света источника и расстоянию между ним и образцом. Значения $\beta_{0/45}$ и $\rho_{0/d}$ получены путем интегрирования выражения для β . Соотношение сил света образца ($\sim 0,05$ кд) и источника (~ 200 кд) усреднены с помощью стабильного излучателя с силой света $\approx$

≈ 1 кд. Полученные результаты на 0,3–0,4 % превысили данные эксперимента при использовании полусферического облучателя.

Для измерений $\beta_{45/0}$ Эрб (Erb) использовал аналог метода В. Е. Карташевской и С. П. Скачковой. В качестве излучателя была применена небольшая ИС с вмонтированными в ней лампой и отражателем. Неравномерность распределения яркости по излучающей площадке не превышала $\pm 0,1$ %. Одним и тем же яркомером измерялись яркости излучения источника и образца. Во избежание коррекции чрезмерной нелинейности характеристики преобразования фотометрической головки по причине значительного (10^4) различия яркостей источника и образца в эксперименте был применен аналогичный «промежуточный» излучатель, яркость которого всего в $\sim 10^2$ раз превосходила яркость образца.

Освещенность E образца рассчитывалась по измеренной яркости и площади светящегося пятна излучателя и расстоянию между излучателем и образцом с учетом угла падения излучения 45° . Показатель $\beta_{45/0}$ рассчитывался по формуле $\beta = \pi \Omega_0 L / E$, где L и E — яркость и освещенность образца. При этом приводились результаты измерений на образце из свежеспрессованного BaSO_4 и сравнивались с аналогичными данными, полученными при определении $\beta_{d/0}$.

Брокс и Хельм (Brookes and Helm) [64] оценивали влияние изменений апертурного угла наблюдения в весьма малых пределах на результаты измерений $\beta_{45/0}$ гониофотометрическим методом. Ими найдено, что изменения $\beta_{45/0}$ у 25 образцов не превысили 0,005 в пределах апертурных углов от 0 до 10° .

Поскольку геометрия измерений в гониофотометрическом методе обычно асимметрична, влияние состояния поляризации на результаты измерений β должно быть учтено. Сравнительно недавно стало очевидным, что даже матированные (шероховатые) поверхности, используемые при изготовлении СО коэффициента диффузного отражения, не являются совершенными деполаризаторами, и что отраженное их поверхностями излучение оказывается более или менее поляризованным даже в случае неполяризованного падающего излучения. Поэтому желательно при измерениях пользоваться фотометром, не чувствительным к направлению поляризации.

12.5.2. Методы, использующие полусферические облучатели.

При использовании этих методов геометрия измерений такова, что источник излучения охватывает максимальный телесный угол 2π над поверхностью образца при равномерно распределенной яркости, т. е. обеспечивается чисто диффузное облучение/освещение образца, а угол наблюдения сквозь небольшое отверстие в излучателе можно варьировать от 0° в достаточно широких пределах. Освещенность E поверхности образца рассчитывается путем интегрирования произведения яркости L_0 и $\cos \vartheta d\omega$, где ϑ — угол относительно нормали к плоскости образца, а $d\omega$ — элемент телесного угла с вершиной в точке поверхности образца, изменяющегося в пределах до 2π . Тогда

$$E = \pi \Omega_0 L_0 \quad (\Omega_0 = 1 \text{ ср}), \quad \text{т. е.} \quad \frac{E}{\pi \Omega_0} = L_0.$$

Если образец заместить совершенным рассеивателем, его яркость $E/\pi \Omega_0$ оказывается равной яркости источника. Тогда $\beta_{d/0}$ или $\beta_{d/\vartheta}$ образца опреде-

ляются как

$$\beta = \frac{L}{L_0}, \quad (12.15)$$

где L — яркость образца в интересующем экспериментатора направлении.

При измерениях белых образцов это отношение столь близко к единице, что требования к линейности характеристики преобразования фотометра сильно облегчаются, однако трудно реализовать полусферический облучатель с высокой равномерностью распределения яркости. Кроме того, следует

учитывать влияние отверстия, из которого не поступает световой поток на образец.

Мак-Николас (McNicolas) [64] измерял β образца при диффузном освещении под несколькими фиксированными углами наблюдения. Как показано на рис. 12.13, полусфера из опалового стекла освещалась большим количеством ламп, распределенных между наружной поверхностью этой сферы и концентрическим полусферическим рефлектором, «закопченным» MgO . Образец расположен в центре полусферы. В обеих полусферах по меридиану через определенные интервалы проделаны небольшие отверстия. Благодаря этому, специально сконструированным фотометром, расположенным снаружи большей полусферы, была измерена зависимость $L(\vartheta)$. Внутренняя стенка источ-

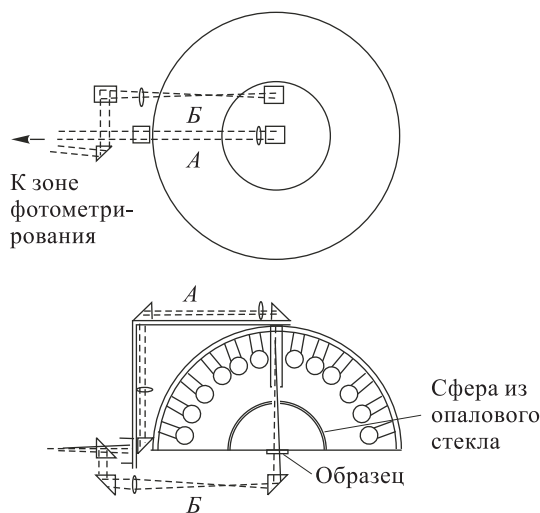


Рис. 12.13. Метод Мак-Николаса с использованием полусферического облучателя: А — оптическая схема установки для измерения L образца; Б — оптическая схема установки для измерения L поверхности сферы из опалового стекла

ника видна сквозь отверстие в основании полусферы. Отношение L/L_0 определяется фотометром, оснащенным варьируемым секторным диском. Коэффициент отражения $\rho_{0/d}$ был вычислен по измеренному значению $\beta_{d/0}$ с использованием теоремы взаимности.

Тингволт (Tingwaldt) [64] создал прибор, по сути реализующий метод Мак-Николаса. В нем использована ИС, а образец расположен вертикально в ее центре и может поворачиваться вокруг вертикального диаметра. Это позволяет наблюдать его под любым углом сквозь отверстие в стенке ИС. Излучатель располагается над образцом внутри сферы и обеспечивает равномерное распределение яркости по ее поверхности, облучающей образец в пределах телесного угла 2π .

А.С. Топорец описал прибор для измерения $\beta(\lambda)$ образца при диффузном освещении в зависимости от угла наблюдения [64]. Выходное излучение монохроматора вводится сквозь опаловое стекло внутрь ИС, при этом ее внутренняя поверхность равномерно облучается. Размещенный горизонтально образец имеет возможность перемещаться вдоль горизонтального диаметра

от центра ИС к ее стенке. При расположении образца в центре ИС или у ее стенки сквозь отверстие вверху сферы поочередно измеряются яркости L и L_0 образца и стенки сферы, соответственно. При неподвижном образце ИС может поворачиваться вокруг горизонтального диаметра, так что угол наблюдения образца может изменяться в пределах от 0 до 75° .

Корте и Шмидтом (Korte and Schmidt) [64] описан вариант метода с расположением образца в центре ИС (рис. 12.14).

Вне полусферы I, находящейся за образцом, смонтированы вместе 6 ламп. Излучение внутрь сферы вводится сквозь окна из опалового стекла. Благодаря такой конструкции полусфера II освещается равномерно (неравномерность распределения яркости по ее внутренней стенке не превышает 0,1%). Образец освещается полусферой II и его яркость L измеряется сквозь отверстие II в ее полюсе. Затем вся сфера поворачивается вокруг центральной оси на 180° , и отверстие I, диаметрально противоположное отверстию II, направляется в сторону фотометра. При этом основание, на котором устанавливается сфера, также слегка поворачивается вокруг проходящей через отверстие I оси таким образом, чтобы стенка полусферы II находилась в поле зрения фотометра. В результате измеряется яркость стенки L_0 и определяется $\beta_{d/0} = L/L_0$. Этим же прибором можно измерять $\rho_{0/d}$. Для этого следует поменять местами фотометрическую головку прибора и одну из ламп, а остальные выключить. При выполнении этих измерений авторами этого варианта метода были учтены влияния отверстий в сфере и соответственно скорректированы полученные результаты.

Следует немного остановиться и на измерениях этим методом энергетических характеристик.

Эрбом (Erb) [64] описан модифицированный метод с использованием галогидно-вольфрамовой лампы, размещенной сразу же за образцом вблизи центра сферы. Среди прочих характеристик измерению подлежали зависимости от длины волны и времени спектрального показателя энергетической яркости $\beta_{d/0}(\lambda, t)$ прессованных пластин из MgO и BaSO_4 в диапазоне длин волн от 300 до 500 нм. Оказалось, что наиболее заметные изменения во времени наблюдались у образцов из MgO , а при облучении УФ — у образцов из BaSO_4 .

Подобные образцы исследовались и другими авторами [64]. Отмечалось влияние происхождения образцов, размеров зерен и гранул, особенно в ИК области спектра при длинах волн до 2,5 мкм.

12.5.3. Методы, использующие полусферические или сфероидные зеркала. В оптической схеме метода Кобленца (Coblentz) [64] (рис. 12.15) образец и фотометрическая головка располагаются рядом в сопряженных точках вблизи центра полусферического зеркала. Излучение вводится

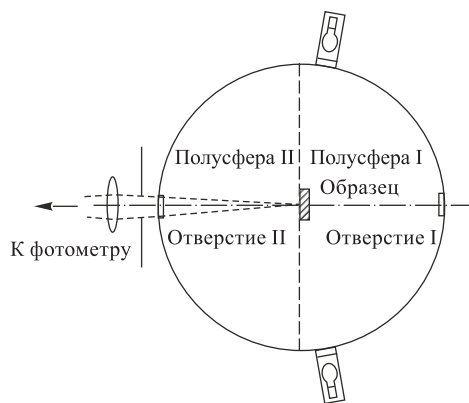


Рис. 12.14. Метод Корте и Шмидта с использованием полусферического облучателя (осветителя)

сквозь отверстие в зеркале и направляется сначала на фотометрическую головку с целью измерения падающего потока. Затем пучок направляется на образец одним из двух возможных способов: либо изменением угла падения излучения, либо замещением фотометрической головки образцом.

Отраженный образцом поток переотражается зеркалом, фокусируется на приемной поверхности фотометрической головки и измеряется фотометром. Коэффициент отражения в геометрии $0/d$ (или близкой к ней) вычисляется по формуле

$$\rho_{0/d} = \frac{\Phi_r}{\Phi_i}, \quad (12.16)$$

где Φ_r и Φ_i — соответственно, отраженный и падающий потоки излучения.

Для получения абсолютного значения коэффициента отражения (12.16) необходимо внести поправки в результат измерения, учитывающие коэффициент отражения зеркала и поток, выходящий сквозь отверстие в нем.

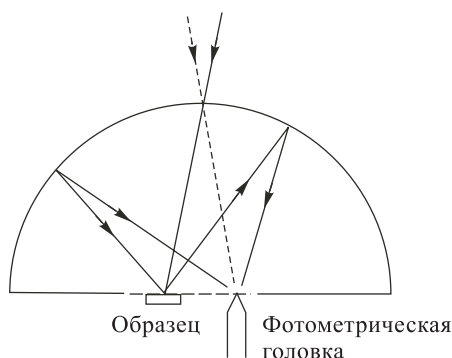


Рис. 12.15. Метод Кобленца с использованием сферического зеркала

Коэффициент отражения зеркала может быть определен путем замены образца плоским зеркалом, изготовленным из того же материала и по той же технологии, что и сферическое зеркало. Это плоское зеркало располагается под таким углом, чтобы весь отраженный им поток сначала попадал на сферическое зеркало, а затем на фотометрическую головку. Тогда квадратный корень из отношения отраженного потока к падающему оказывается равным коэффициенту отражения зеркала. Кобленц оценил долю потока, вытекающего сквозь отверстие, путем временного перекрытия черным листом с известной площадью части поверхности полусферического зеркала, примыкающей к отверстию. Уменьшение суммарного отраженного потока при наложении листа позволило количественно определить степень влияния отверстия на результат измерения ρ . В случае равномерно-диффузных образцов влияние оценивается расчетным путем, но обычно степень влияния отверстия зависит от кривых распределения диффузности поверхности образца в полярных координатах. Чтобы не исключить влияние зеркальной компоненты, отверстие следует располагать под надлежащим углом относительно нормали к поверхности образца.

Основное преимущество этого метода заключено в том, что эффективность собирания отраженного излучения выше, чем при использовании ИС, а, следовательно, для выполнения измерений требуется меньший падающий поток. Это достоинство метода становится особенно заметным при измерениях в ИК области спектра с $\lambda > 2,5$ мкм, где трудно подобрать соответствующие покрытия для ИС. Именно поэтому данный метод часто используется при измерениях характеристик чернящих покрытий приемных поверхностей тепловых приемников излучения, применяемых в ИК области спектра.

Однако в добавление к необходимости внесения двух упомянутых выше поправок в результаты измерений следует отметить ряд недостатков этого метода, а именно:

— фотометрическая/радиометрическая головка не должна иметь зонной характеристики при любом угле падения излучения в пределах полусферы, т.е. телесного угла 2π ; это практически невозможно обеспечить, поэтому требуется существенная коррекция результатов измерений, не гарантирующая их необходимой точности;

— фотометрическая/радиометрическая головка должна быть не только свободной от ЗХ, но и широкоапертурной, поскольку фокусируемое на приемник излучения изображение размывается (теряет резкость) из-за сферической аберрации зеркала;

— многократные переотражения излучения между образцом и приемной поверхностью фотометрической/радиометрической головки могут породить завышение измеренных значений коэффициента отражения; поэтому описанный метод больше подходит для выполнения не абсолютных, а относительных измерений с использованием в качестве СО пластины из MgO или алюминированного стекла.

Бранденбург (Brandenburg) [64] предложил вместо сферического применить сфероидное зеркало. Его вычисления показывают, что если образец и фотометрическая/радиометрическая головка находятся в двух фокусах плоскости, проходящей через главную ось сфероида, то размер изображения и, соответственно, приемной площадки головки может быть значительно уменьшен благодаря исключению сферической аберрации.

Блевин и Браун (Blevin and Brown) [64] использовали сфероидное зеркало, срезанное плоскостью, перпендикулярной главной оси (рис. 12.16). Образец помещается в фокусе и облучается в геометрии почти нормального падения излучения, проходящего сквозь отверстие в зеркале в месте его пересечения главной осью. Отраженный поток собирается зеркалом и фокусируется в другой фокальной точке, где расположена фотометрическая/радиометрическая головка. Основное достоинство этого метода состоит в том, что значительно уменьшен телесный угол, в пределах которого излучение воспринимается головкой (в рассматриваемом варианте метода угол падения не превышал 19° при эксцентриситете сфероида 5/7). Кроме того, удалось существенно снизить погрешность, порождаемую многократными переотражениями излучения между образцом и фотометрической/радиометрической головкой. К числу недостатков метода следует отнести сильное увеличение изображения на приемной площадке головки и прерывание образцом трассы пучка, распространяющегося от зеркала к головке. Этим рефлектометром были измерены спектральный коэффициент отражения MgO, а также зеленовато-желтый и черный цвета покрытий тепловых приемников излучения в диапазоне длин волн от 0,7 до 14 мкм. Калибровка прибора производилась по алюминиевому зеркалу, $\rho(\lambda)$ которого был определен с высокой точностью. Систематические погрешности этого ме-

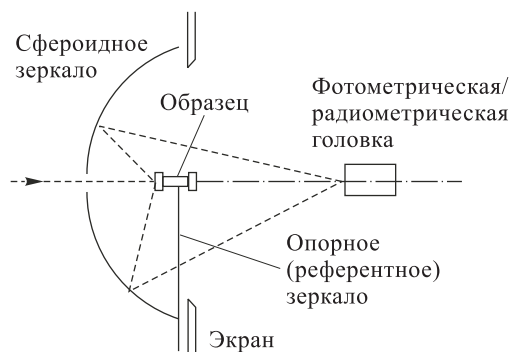


Рис. 12.16. Метод Блевина и Брауна с использованием сфероидного зеркала

тогда оказались существенно меньшими, чем при использовании для измерений полусферы Кобленца.

Несмотря на то, что методы этой группы обладают недостаточной точностью для абсолютных измерений коэффициентов отражения эталонных СО в видимой области спектра, тем не менее они весьма эффективны при абсолютных измерениях коэффициента диффузного отражения в ИК области спектра с применением эталонных СО абсолютного коэффициента зеркального отражения.

12.5.4. Методы, основанные на теории Кубелки–Манка. В 1931 году Кубелка и Манк (Kubelka and Munk) [64] на основе упрощенной модели распространения света в веществе вывели систему уравнений, описывающих характеристики отражения и пропускания излучения светорассеивающими средами. Базовые уравнения выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} -di &= -(S + K)i dx + Sj dx; \\ dj &= -(S + K)j dx + Si dx, \end{aligned} \quad (12.17)$$

где i и j — интенсивности светового излучения внутри плоскопараллельного образца из светорассеивающего материала в направлениях его неосвещаемой и освещаемой поверхностей, соответственно; x — расстояние от неосвещаемой поверхности; S и K — коэффициенты рассеяния и поглощения, соответственно.

Эти уравнения в дальнейшем приобретали различные формы и использовались в практических целях не только для определения S и K , но и абсолютных измерений коэффициентов отражения бумажных листов, различных светорассеивающих растворов и СО коэффициента отражения, изготовленных из MgO , $BaSO_4$ и им подобных материалов. Математическая корректность уравнений (12.17) сохраняется лишь при условии диффузного освещения бесконечно протяженной плоской поверхности образца из «тусклого» материала, т. е. обладающего чистым диффузным отражением падающего потока. Поэтому уравнения строго применимы только для геометрии измерений d/d .

Стениус (Stenius) [64] разработал метод определения абсолютного коэффициента отражения ρ СО путем измерений коэффициента отражения листов бумаги при наличии фонов с различными коэффициентами отражения. Измерению подлежали относительные коэффициенты отражения СО при трех различных фонах:

$\bar{R}_0$ — черный фон;

$\bar{R}_R$ — фон с определенным коэффициентом отражения;

$\bar{R}_\infty$ — толщина бумажной пачки считается бесконечной.

Коэффициент отражения $\bar{R}^1$ фона относительно СО также был измерен. Поскольку уравнения Кубелки–Манка справедливы лишь для абсолютного коэффициента отражения, то измеренные относительные значения умножались на подлежащий определению ρ . Результирующее уравнение выглядело следующим образом:

$$\bar{R}_o = \bar{R}_\infty (\bar{R}^1 - \bar{R}_\infty) \left[\bar{R}^1 - \bar{R}_\infty \left(1 - \rho^2 \bar{R}^1 \bar{R}_\infty + \rho^2 \bar{R}^1 \bar{R}_{R^1} \right) \right]^{-1}. \quad (12.18)$$

Это уравнение дает решение для искомого ρ . Первоначально были получены значения ρ для MgO, существенно меньшие, чем широко опубликованные и стандартизованные. Затем измерения были повторены с иным, серым фоном, а коэффициент бесконечно толстого слоя бумаги был исключен из рассмотрения. Вновь полученное значение ρ практически совпало с общепринятым для MgO.

Анелюнас и Чэпмен (Aneliunas and Chapman) [64] использовали уравнения Кубелки–Манка для определения коэффициента отражения ρ стопки бумаги относительно фона с коэффициентом отражения ρ_g . При этом они считали ρ_g состоящим из двух слагаемых: ρ_x — коэффициента отражения бумажной стопы относительно черного фона и ρ_∞ — коэффициента отражения практически бесконечно толстой бумажной стопы. Эти абсолютные коэффициенты отражения были заменены относительными по отношению к ρ^* коэффициентами, где ρ^* — коэффициент отражения СО, в свою очередь состоящий из трех относительных коэффициентов: R_∞ — бесконечно толстая стопа бумаги; R_x — стопа из x бумажных листов; R_{2x} — стопа из $2x$ бумажных листов, причем оба последних коэффициента соотнесены с черным фоном. Поскольку R_{2x} равен коэффициенту отражения x листов относительно R_x , то относительный коэффициент отражения R_g стопы листов на черном фоне исключается из рассмотрения. Тогда результирующее уравнение выглядит следующим образом:

$$\rho^* = \sqrt{\frac{2 - (R_{2x}/R_x) - (R_x/R_\infty)}{R_x(R_\infty - R_{2x})}}. \quad (12.19)$$

Справедливость этого уравнения могла быть проверена экспериментом, подтверждающим неизменность ρ^* при различных количествах листов x . Измерения R_x и R_{2x} были выполнены при $x = 2$ и $x = 3$. Значения абсолютного коэффициента отражения для прессованного и «подкопченного» MgO оказались весьма близкими к установленным другими исследователями. Вариант сочетания $x = 1$ и $x = 2$ был признан негодным, поскольку требуемая уравнениями (12.17) степень однородности поверхности в данном случае оказывается недостаточной.

Батлер (Butler) [64] измерял коэффициент спектрального пропускания различных светорассеивающих материалов разной толщины и определил коэффициент отражения бесконечно толстых слоев, подставляя значения измеренных величин в уравнение, базирующееся на теории Кубелки–Манка. Это уравнение показывает, что оптическая плотность D ($D = \lg(1/\tau)$) является при определенных условиях линейной функцией толщины слоя x , а ордината отрезка линии, отражающей соотношение между D и x , является коэффициентом отражения бесконечно толстого слоя.

Лоу и Норрис (Law and Norris) [64] доказали справедливость уравнения Батлера. Они измеряли коэффициент пропускания сильно рассеивающих сред, состоявших из небольших стеклянных шариков определенного размера, погруженных в жидкость с известным показателем преломления.

Однако целью этих двух последних экспериментов являлось изучение влияния светорассеяния на спектр поглощения и особенностей коэффициента многократного рассеяния, описываемых теорией Кубелки–Манка. Метод, как таковой, не пригоден для определения коэффициента отражения часто используемых стандартных образцов.

Линдбергом (Lindberg) [64] использовано уравнение

$$\frac{K}{S} = 1 - \frac{R_{\infty}^2}{2R_{\infty}} = F(R_{\infty}),$$

где K и S — коэффициенты поглощения и рассеяния; R_{∞} — абсолютный коэффициент отражения толстого слоя образца.

Замена R_{∞} на ρR_{∞}^1 и K на αc , где ρ — абсолютный коэффициент отражения СО, R_{∞}^1 — измеренное отношение R_{∞}/ρ , α — произведение коэффициента молярного поглощения и константы, c — молярная на литр концентрация поглощающего вещества, приводит к уравнению

$$F(\rho R_{\infty}^1) = \frac{(1 - \rho R_{\infty}^1)^2}{2\rho R_{\infty}^1} = \frac{\alpha}{S} c. \quad (12.20)$$

В результате соотношение между $\lg F(\rho R_{\infty}^1)$ и $\lg c$ может быть представлено прямой с тангенсом угла наклона, равным единице. Линдберг измерял R_{∞}^1 , при различных значениях c , и подобрал значение ρ , удовлетворяющее уравнению (12.20). Стандартный образец, абсолютный коэффициент отражения которого подлежал определению, представлял собой пластину из прессованного BaSO_4 , а R_{∞}^1 измерялся у образцов, состоявших из смеси BaSO_4 и Fe_2O_3 в разных концентрациях. Полученное значение ρ было весьма близко к опубликованным стандартным данным.

Основным достоинством описанных методов является их простота. Удовлетворительные результаты дают относительные измерения с использованием СО и промышленных спектрофотометров, оснащенных рефлектометрическими принадлежностями. Однако эти методы представляют в основном теоретический интерес, поскольку сильно зависят от геометрии измерений коэффициента отражения и от отклонений от нормируемых значений характеристик материалов, при которых справедлива теория Кубелки–Манка.

12.5.5. Методы, базирующиеся на теории интегрирующей сферы. Первый метод Тэйлора. Оптическая схема, поясняющая сущность первого метода Тэйлора, изображена на рис. 12.17. Сфера содержит три небольших отверстия A , B и C на концах трех радиусов, пересекающихся в центре ИС под углами 90° друг относительно друга. Четвертое отверстие предназначено для размещения образца и расположено напротив отверстия C , используемого лишь при выполнении относительных измерений. Световой поток вводится в ИС через отверстие A и падает на стенку ИС в точке, диаметрально противоположной отверстию. С помощью яркомера через отверстие B измеряется «относительная яркость» внутренней поверхности ИС за исключением ее освещаемого падающим пучком участка. При этом алгоритм измерений таков: 1) отверстие для размещения образца либо открыто, либо закрыто неотражающим образцом; 2) в отверстии для образца размещен СО, обладающий таким же ρ , как и внутренняя поверхность ИС; 3) в отверстии для образца размещен исследуемый образец. Затем из отношения яркостей при второй (L_2) и первой (L_1) итерациях алгоритма с учетом известных геометрических констант (отношения площади внутренней поверхности сферы и площади плоской поверхности отверстия для образца к суммарной площади сферы) вычисляется ρ сферы. Далее из отношения яркостей при третьей (L_3) и первой (L_1) итерациях алгоритма с учетом тех же геометрических констант

и коэффициента отражения СО вычисляется коэффициент отражения исследуемого образца.

В результате получаются два уравнения:

$$\rho^2 [c'(c'' - a) + Kac''] + \rho a [c' + (c'' - a)(1 - K)] + a^2(1 - K) = 0, \quad (12.21)$$

$$\rho_x = \frac{a(K_x - 1)[c''\rho + a(1 - \rho)]}{ac'(1 - \rho) + \rho c''(c' + K_x a)}, \quad (12.22)$$

где ρ — вычисляется из уравнения (12.21); c' — отношение площади усеченной поверхности ИС (см. рис. 12.17) к площади всей поверхности; c'' — отношение площади отверстия к площади всей поверхности; $a = 1 - c'$; ρ — коэффициент диффузного отражения внутренней поверхности ИС; ρ_x — коэффициент диффузного отражения исследуемого образца; K — отношение L_2/L_1 ; K_x — отношение L_3/L_1 .

Таким образом, этот вариант метода Тэйлора позволяет измерить в геометрии d/d коэффициенты отражения внутренней поверхности ИС и исследуемого образца. При расчетах влияние отверстий А, В и С на результаты измерений не учитывается, во-первых, по причине незначительности их размеров, а, во-вторых, на основе интуитивного предположения о равенстве 0/d коэффициента отражения стенкой ИС падающего пучка и d/d коэффициента отражения при последующих отражениях.

Престон (Preston) [64] развил теорию метода Тэйлора, учтя световые потоки сквозь отверстия, используемые для освещения и обзора внутренней поверхности ИС. Для усредненных значений яркостей (L_0 при открытом отверстии для размещения образца и L , при размещении в нем СО) стенки ИС, только за счет внутренних переотражений, им получены следующие уравнения:

$$4\pi R^2 L_0 = \frac{\rho^2 \Phi a}{\pi [\rho(c'' + c_1 - 2c'c_1) + a(1 - \rho)]}, \quad (12.23)$$

$$4\pi R^2 L = \frac{\rho^2 \Phi [a + c'\rho(1 - c_1)]}{\pi [(1 - \rho)(a + c''\rho - c'c_1\rho) + c_1\rho(\rho c'' + 1 - c')]},$$

где c' — отношение площади сферической поверхности отверстия для размещения образца к суммарной площади поверхности ИС $4\pi R^2$; c'' — отношение площади плоской поверхности отверстия для размещения образца к суммарной площади поверхности ИС $4\pi R^2$; c_1 — отношение суммарной площади отверстий для наблюдения и освещения к суммарной площади поверхности ИС $4\pi R^2$ (плоская площадка считается примерно равной сферической); $a = 1 - c' - c_1$; ρ — коэффициент диффузного отражения внутренней поверхности ИС; Φ — вводимый в ИС падающий световой поток.

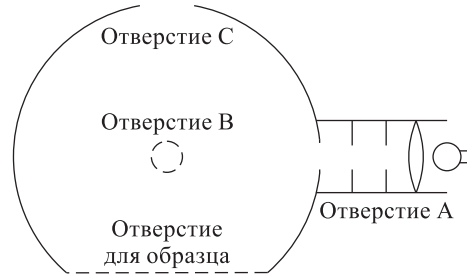


Рис. 12.17. Оптическая схема первого метода Тэйлора

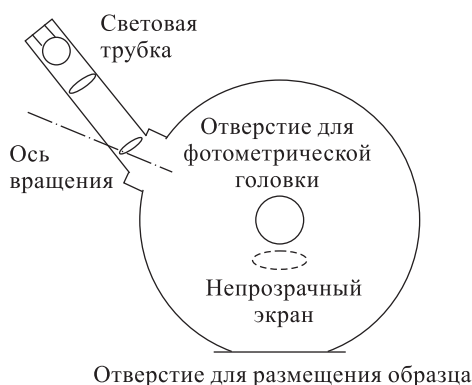
Примечание. Отверстия, учитываемые c_1 , считаются неотражающими.

Измерению подлежит отношение L/L_0 , а затем из уравнений (12.23) определяется ρ . Сделанное ранее интуитивное предположение о равенстве $\rho_{0/d}$ и $\rho_{d/d}$ было подтверждено Престоном так называемым «методом искусственного неба», суть которого состоит в том, что вместо использования внешнего излучателя отверстие для размещения образца закрывается крышкой из опаловой пластины, образующей основание диффузного иллюминатора, и измеряется отношение яркостей опаловой заглушки и стенки ИС. Оба метода дали совпадающие результаты. Эксперименты с покрытиями показали, что слой «задымленного» MgO толщиной $\sim 1/3$ мм, нанесенный на полированную серебряную поверхность, обеспечивает приемлемую воспроизводимость результатов измерений.

Мидлтон и Сандерс (Middleton and Sanders) [64] измеряли абсолютный коэффициент диффузного отражения «задымленного» MgO в диапазоне длин волн от 0,24 до 0,85 мкм. Они модифицировали метод Престона, заменив плоский образец сферическим колпачком. Это позволило исключить из рассмотрения отверстия для освещения и наблюдения и считать однородной всю внутреннюю поверхность ИС с вытекающим отсюда упрощением теории, предложенной Престоном. Ими также предложен метод, аналогичный престоновскому «методу искусственного неба», но энергетическая яркость диффузного иллюминатора измерялась вне ИС. Оба метода продемонстрировали хорошее совпадение результатов: расхождение не превысило 0,002 во всем видимом диапазоне спектра. Это явилось лишним доказательством того, что разница между коэффициентами отражения в геометриях $0/d$ и d/d достаточно мала. Они также сообщили об изменениях спектрального коэффициента отражения, вызываемых различиями в способах нанесения покрытий и толщинах слоев.

Второй метод Тэйлора. Оптическая схема, поясняющая сущность второго метода Тэйлора, изображена на рис. 12.18. К ИС прикреплена световая трубка под надлежащим углом, причем она может поворачиваться, попеременно освещая небольшую площадку на внутренней поверхности сферы или поверхность образца. Участок стенки ИС в стороне от светового пятна, создаваемого падающим потоком, находится в поле зрения фотометрической головки и отделен от отверстия для размещения образца непрозрачным экраном. Образец помещается в предназначенном для него отверстии, затем измеряется яркость L_1 стенки ИС при падении на нее потока, после чего поток направляется на образец, и измеряется яркость L_2 его поверхности. Отношение L_2/L_1 является результатом прямого измерения коэффициента отражения образца в геометрии $0/d$.

Введение экрана между образцом и наблюдаемым пятном делает этот метод абсолютным. Действительно, пусть ρ_w и ρ_x — коэффициенты отражения стенки ИС и образца, соответственно. Тогда в отсутствие экрана измерение L_2/L_1 позволяет определить $\rho_x/\rho_w = \rho'_x$. Наличие экрана ослабляет при измерении L_2 освещенность наблюдаемого пятна в ρ_w раз, поскольку световой поток достигает наблюдаемого пятна только после отражения от стенки ИС,



так что измерение отношения дает значение ρ_x .

В своей работе, посвященной описанию этого метода, Тэйлор кратко рассмотрел погрешность, возникающую из-за утечек потока сквозь отверстия, площадь которых составляет $\approx 2\%$ суммарной площади ИС. Эта погрешность оценена им значением $(1-1,5)\%$. Однако Тэйлор при этом принимал во внимание поток сквозь отверстия, покидающий ИС лишь после первого отражения. Очевидно, влияние отверстий должно быть большим, если учесть многократные отражения. Поскольку

при калибровке эталонных СО этой погрешностью пренебрегать нельзя, требуется более точная ее оценка с целью внесения соответствующих поправок.

Метод Бенфорда. Работа Бенфорда (Benford) [64] была опубликована в 1920 году. Его метод базируется на теории неполной ИС, а именно: если отсутствует какой-то участок поверхности ИС, то вытекающий из нее поток прямо пропорционален площади отверстий, и наоборот, поток, воспринятый при каждом отражении, пропорционален площади участка, на который он падает, и в $\rho a_1/a$ раз меньше потока, воспринятого при предыдущем падении (здесь ρ — коэффициент отражения внутренней поверхности ИС, a_1 — площадь воспринимающего поток участка, a — площадь поверхности всей (полной) сферы). Таким образом, суммарный эффективный поток с учетом бесконечной серии отражений описывается сходящейся бесконечной прогрессией. Поэтому яркость L_1 внутренней поверхности ИС рассчитывается по вошедшему в нее потоку. При наличии рассматриваемой площадки a_2 яркость L_2 определяется таким же образом, а тогда для $\rho_{d/d}$ получается простое уравнение,

$$\rho_{d/d} = \frac{a(L_1 - L_2)}{L_1 a_1 - L_2 a_2}, \quad (12.24)$$

для решения которого необходимы лишь относительные значения L_1 и L_2 .

Для проверки своей теории Бенфорд сконструировал ИС из шести сегментов MgSO_3 и определил спектральный коэффициент отражения ее поверхности по относительным значениям яркости по мере поочередного удаления сегментов. Этим методом определяется коэффициент отражения в геометрии d/d. Метод прост и точен при условии, что исследуемый материал либо изготовлен в ИС, либо может быть использован для покрытия ее внутренней поверхности. Налицо большое сходство метода Бенфорда с первым методом Тэйлора, но второй сложнее первого из них; зато при использовании метода Бенфорда, от образца требуется значительно большая близость к идеально равномерному рассеивателю, чем в других методах, поскольку изымаются довольно существенные по площади сегменты ИС. Пользуясь предложенным им методом, Бенфорд измерил спектральный коэффициент отражения MgSO_3 , образец которого был изготовлен в сфере, и MgO , которым была покрыта способом «задымления» ее внутренняя поверхность.

Рядом других авторов методом Бенфорда исследовались разные покрытия, в том числе и стеклянных ИС, но в основном в поле зрения фотометристов находились MgO и BaSO_4 . По мере увеличения фотометрической точности возрастала сходимость результатов измерений и при различной сложности исследуемых ИС расхождения в конечном счете не превысили 0,001.

Метод Шарпа–Литтла. Работа Шарпа и Литтла (Sharp and Little) [64] также появилась в 1920 году. Предложенный ими метод по существу

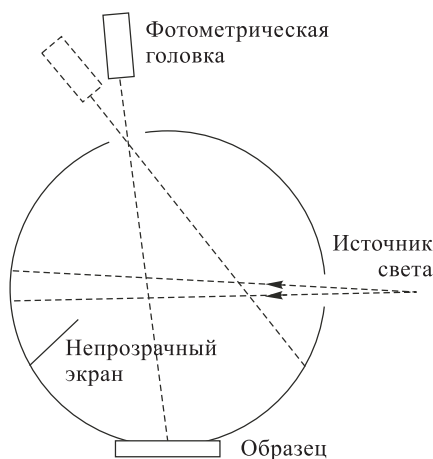


Рис. 12.19. Оптическая схема метода Шарпа–Литтла

явился геометрической инверсией второго метода Тэйлора. Как показано на рис. 12.19, пучок света проецируется через малое отверстие в сферу, образуя небольшое яркое пятно на ее диффузно отражающей поверхности. Яркость образца, составляющего часть поверхности сферы и экранированного от яркого пятна непрозрачной перегородкой, сравнивается с яркостью стенки, непосредственно освещаемой ярким пятном. Отношение двух яркостей является абсолютно измеренным показателем яркости $\beta_{d/0}$ образца в геометрии $d/0$. Роль экрана в этом методе аналогична таковой во втором методе Тэйлора; образец освещается только пучком, отраженным стенкой ИС; поэтому его освещенность и, в конечном счете, яркость равна таковой для случая, когда яркость

падающего на стенку блестящего пятна уменьшена в ρ_w раз, а значения коэффициентов отражения стенки и экрана не требуется.

Авторы метода, так же как и упоминаемого далее его варианта, предложенного Кэррером (Karrer) [64], не уделили внимания несовершенству ИС, вызванному существованием исследуемой поверхности и наличием в стенке отверстий. Кэррер просто слегка усовершенствовал методику выполнения сравнительных измерений яркостей обеих поверхностей (стенки ИС и образца), достаточно близко расположенных друг к другу. Он применил поляризационный фотометр Мартенса и измерил показатель яркости образца из MgCO_3 . Результаты практически совпали с полученными Тэйлором, Бенфордом и др.

Будд и Додд (Budde and Dodd) [64] усовершенствовали теорию Шарпа и Литтла, скорректировав упомянутые погрешности, порождаемые несовершенством ИС. Согласно предложенной ими теории, рассматривается усредненный коэффициент отражения ρ_m стенки сферы, состоящей из различных участков с площадями a_i , обладающими коэффициентами отражения ρ_i . Тогда $\rho_m = \sum a_i \rho_i / \sum a_i$, где $\sum a_i$ — площадь внутренней поверхности всей ИС. Это позволяет для каждого отражения вычислить поток, отраженный стенкой ИС и экраном и расположенный между ярким пятном и образцом, после чего путем суммирования бесконечного количества отражений найти результирующую облученность стенки E_w и образца E_s . Затем вычисляется отношение их яркостей $k = L_s / L_w = \rho_s E_s / \rho_w E_w$, где ρ_s и ρ_w — соответственно коэффициенты отражения образца и стенки. Результирующие уравнения

для ρ_w и ρ_s выглядят следующим образом:

$$\rho_w = \frac{k' a_0}{a_s + a_w} \quad (12.25)$$

и

$$\rho_s = \frac{k [a_0 - a_s(\rho_s - \rho_w)]}{a_s + a_w}, \quad (12.26)$$

где k' — значение k при $\rho_s = \rho_w$, т. е. в случае равенства коэффициентов отражения стенки и образца; a_0 — суммарная площадь внутренней поверхности ИС; a_s — площадь поверхности образца; $a_w = a_0$ — (сумма отверстия для размещения образца и других отверстий).

Из приведенного описания метода можно сделать ряд частных выводов:

- метод, строго говоря, является единственным абсолютным для измерений ρ покрытия (краски) внутренней поверхности сферы;
- строго корректные результаты измерений ρ произвольных образцов имеют место только тогда, когда площадь отверстия для размещения образца значительно меньше общей площади поверхности ИС;
- разность коэффициентов отражения покрытия (краски) внутренней поверхности сферы и образца мала.

Таким образом, этот рефлектометр применим для измерений больших коэффициентов отражения эталонных СО белого цвета. В любом случае измеренное отношение L_s/L_w должно быть умножено на коэффициент $a_0/(a_s + a_w)$. В частности, у разработанной авторами ИС диаметром 10 см с четырьмя отверстиями одинакового радиуса 1,3 см этот коэффициент равен 1,012. Более того, в их рефлектометре, оптическая схема которого приведена на рис. 12.20, легко осуществляется переход от геометрии d/0 к геометрии 0/d. Исследовалось также влияние на результат измерений β размеров экрана: при изменении его диаметра от 12 до 25 мм не обнаружено заметных отступлений от получаемого значения.

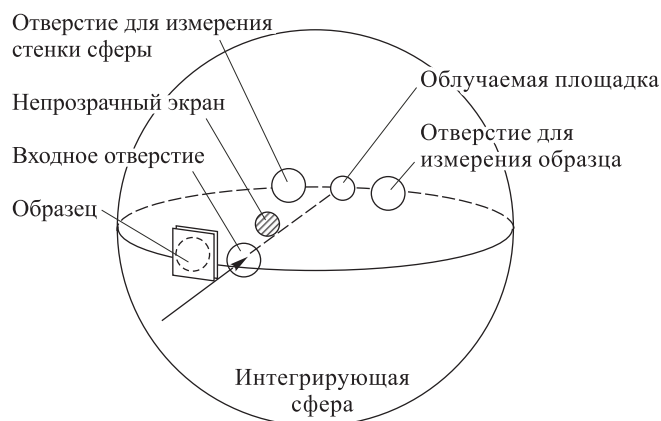


Рис. 12.20. Оптическая схема метода Шарпа-Литтла в модернизации Будда и Додда

На образцах из MgO и BaSO_4 в геометрии d/0 были выполнены измерения спектрального показателя яркости. И в этой геометрии, и в геометрии 0/d ре-

зультаты измерений практически не отличались от таковых, опубликованных другими авторами.

Эган и Хильгеман (Egan and Hilgeman) [64] этим же методом измеряли спектральный коэффициент отражения в УФ и ИК областях спектра. Для измерений в диапазонах длин волн 0,185–2,0 мкм и (1,5–12) мкм были использованы две ИС с покрытиями из BaSO_4 и серы, соответственно. Оптическая система позволяла использовать гониофотометрический метод и проверять калибровку ИС. Эксперименты подтвердили пригодность этих покрытий для использования в указанных спектральных диапазонах, поскольку обладали высокими степенью диффузности и коэффициентом отражения, необходимыми для изготовления высококачественных ИС.

Метод двойной интегрирующей сферы. Новый метод измерений $\rho_{d/d}$ покрытий внутренней поверхности ИС описан Ван ден Эккером и др. (Van den Akker et al.) [64]. Сущность метода заключается в использовании вспомогательной (измерительной) ИС, внутренняя поверхность которой покрыта измеряемой краской, и двухлучевого спектрофотометра, которым проводятся относительные (с применением СО) измерения коэффициента отражения. Как показано на рис. 12.21, измерительная ИС своим отверстием прикрепляется к отверстию в инструментальной ИС, предназначенному для размещения исследуемого образца, а в отверстии для СО помещается плоская пластина с тем же покрытием, что и внутренняя поверхность вспомогательной ИС.

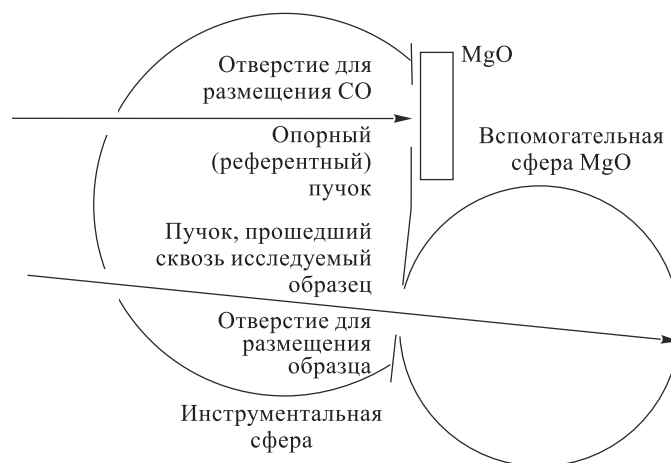


Рис. 12.21. Оптическая схема метода двойной интегрирующей сферы

Коэффициент отражения ρ определяется путем измерения отношения γ коэффициента отражения отверстия к коэффициенту отражения плоской пластины, т. е.

$$\rho_{d/d} = \frac{1 - (\rho/\gamma)}{1 - \rho}, \quad (12.27)$$

где ρ — коэффициент отражения суммарной ИС.

Эксперименты показали, что наиболее точные результаты измерений этим методом получаются для предельно высокоотражающих покрытий типа MgO , BaSO_4 и MgCO_3 , используемых для изготовления эталонных СО.

12.6. Комментарии и выводы

Заключительная часть рекомендаций МКО [64] содержит ряд обобщающих комментариев и выводов, характеризующих возможности, достоинства и недостатки рассмотренных в настоящей главе пяти групп методов.

1. Гониофотометрические методы

По крайней мере, в принципе эти методы позволяют путем прямых измерений или путем вычисления по результатам эксперимента определить значения β и ρ , при любых условиях облучения и наблюдения.

2. Методы, использующие полусферические облучатели

Эти методы позволяют определить показатель яркости в геометриях $d/0$ и Θ/d , что согласно теореме взаимности соответствует коэффициентам отражения $0/d$ и Θ/d .

3. Методы, использующие сферические и сфероидные зеркала

Этими методами измеряются коэффициенты отражения в геометрии $0/d$ (или близкой к ней).

4. Методы, основанные на теории Кубелки–Манка

В принципе этими методами определяются коэффициенты отражения в d/d геометрии (для белых и слегка окрашенных материалов геометрия рефлектометра не имеет существенного значения).

5. Методы, базирующиеся на теории интегрирующей сферы

Эти методы позволяют определять коэффициент отражения в геометрии $0/d$ (или близкой к ней) или геометрии d/d , а также показатель яркости в геометрии $d/0$, но в предположении, что характер отражения в обеих геометриях идентичен. (Это означает, что исследуемый материал должен обладать характеристиками, весьма близкими к идеальному рассеивателю. Для материалов, используемых в качестве покрытий внутренних поверхностей ИС или изготовления СО, предположение справедливо при тщательном соблюдении технологии).

Методы третьей группы больше всего подходят для относительных, а не абсолютных измерений, особенно для материалов с низким коэффициентом отражения в ИК области спектра. Методы четвертой (как и третьей) группы также недостаточно точны. Поэтому краткий анализ достоинств и недостатков (включая трудности реализации) полезно провести применительно к трем оставшимся группам — первой, второй и пятой.

Гониофотометрические методы. Большим достоинством этих методов является возможность выполнения измерений характеристик любых материалов и в любой геометрии, но не в непосредственной близости к направлению падения излучения. Они также необходимы для определения углового распределения отраженного потока с целью изучения источников погрешностей и оценки их значений, свойственных всем рефлектометрическим методам.

С другой стороны, к недостаткам этих методов следует отнести:

— трудность достаточно точного измерения в пределах малого телесного угла большого отношения падающего потока к отраженному;

— большие затраты времени на выполнение измерений коэффициента диффузного отражения в разных направлениях.

Для преодоления первого из этих двух недостатков принимаются различные меры: малоразмерные отверстия для ограничения падающего потока; использование закона обратных квадратов и дополнительных нейтральных фильтров; вращение сектора с малым вырезанным (открытым) углом; введение в оптическую схему промежуточного источника излучения с требуемой силой света. При точных измерениях использование слишком малого отверстия выглядит нецелесообразным из-за возникающих на нем дифракции и рассеяния излучения. С появлением твердотельных приемников излучения, применяемых в качестве ИП с линейностью характеристики преобразования в широком диапазоне измеряемых интенсивностей, этот недостаток относительно легко преодолим.

Устранению второго недостатка способствует автоматизация измерений, выполняемых этими методами с использованием СО показателя энергетической яркости. Однако остаются нерешенными вопросы стабильности применяемых источников излучения, противоречивости соотношения скорости и точности выполнения измерений, точности интегрирования суммарного отраженного потока.

Методы, использующие полусферические облучатели. Одним из преимуществ этих методов является близость к единице отношения энергетических яркостей образца и источника при измерении отражательных характеристик материалов белого цвета. Это обстоятельство упрощает методику выполнения измерений и способствует повышению их точности. Второе преимущество состоит в применимости этих методов для измерений в ближних УФ и ИК областях спектра, где интегрирующие свойства ИС не всегда надежны.

Основной недостаток — трудность исполнения полусферического облучателя с равномерной энергетической яркостью всей его поверхности. С этой точки зрения удовлетворительные результаты получаются при измерениях с фиксированным направлением измерения (наблюдения), т. е., например, в $d/0$ геометрии, если при этом корректно учитывается влияние отверстия, сквозь которое производится наблюдение. Практика показывает, что для измерения зависимости показателя энергетической яркости от угла наблюдения применимы и другие методы, но равномерность энергетической яркости источника может быть хуже, чем в методах с фиксированным направлением измерения.

Методы, базирующиеся на теории интегрирующей сферы. Эти методы следует признать наиважнейшими для абсолютной рефлектометрии, поскольку большинство материалов, используемых для СО коэффициента отражения, являются почти равномерными рассеивателями и калибруются, как правило, в $0/d$ (или близкой к ней) либо d/d геометрии. Основные преимущества этих методов — практически идеальное свойство интегрирования оптической величины интегрирующей сферой и вытекающие отсюда простота методики выполнения измерений и высокая точность. Кроме того, легкость введения в ИС потока монохроматического излучения облегчает выполнение спектральных измерений, значительно увеличивая при этом показания фотометра.

К числу недостатков следует отнести снижение точности измерений характеристик неравномерных рассеивателей и материалов с низким коэффициентом отражения.

ИС должна быть сконструирована и собрана с высокой тщательностью, чтобы в течение длительного времени сохранялся равномерным коэффициент отражения ее внутренней поверхности.

Все отверстия, включая предназначенное для размещения образца, должны иметь точно известную часть от общей площади поверхности ИС.

Гониофотометрические свойства внутреннего покрытия ИС должны быть известны для коррекции результатов при особо точных измерениях.

В заключение необходимо особо отметить, что на результаты рефлектometрии влияет качество изготовления СО, так же как и свойства материалов, служащих их основой. Это может быть причиной расхождения данных, приводимых разными авторами по аналогичным стандартным образцам.

12.7. Российская система обеспечения единства измерений коэффициентов пропускания и отражения

В России за обеспечение единства измерений характеристик спектрального пропускания и отражения ответственность несет Всероссийский НИИ оптико-физических измерений (ВНИИОФИ). С целью развития системы обеспечения единства измерений оптических свойств веществ и материалов в возможно более широком диапазоне спектра во ВНИИОФИ с 1986 г. проводились исследования наиболее перспективных методов и средств измерений характеристик пропускания и рассеяния, охватывающих поддиапазоны воздушного УФ, видимого и ближнего ИК излучения. Завершением 15-летнего цикла исследований и разработок явилось создание в 1990 г. Государственной поверочной схемы для средств измерений спектральных и интегральных коэффициентов направленного пропускания в диапазоне длин волн 0,2–20,0 мкм, диффузного и зеркального отражений в диапазоне длин волн 0,2–2,5 мкм, возглавляемой Государственным первичным эталоном единиц этих спектральных коэффициентов [65].

Государственная поверочная схема для средств измерений спектральных и интегральных коэффициентов направленного пропускания в диапазоне длин волн 0,2–20,0 мкм, диффузного и зеркального отражений в диапазоне длин волн 0,2–2,5 мкм. В соответствии с российским законодательством государственная поверочная схема устанавливает порядок передачи размеров единиц от государственного первичного эталона при помощи вторичных и разрядных эталонов рабочим средствам измерений с указанием погрешностей и основных методов поверки/калибровки. В данном случае речь идет о воспроизведении и передаче размеров единиц τ_r , ρ_d и ρ_r . Поскольку в российских официальных документах были приняты другие обозначения этих величин, в целях сохранения традиций в дальнейшем изложении примем установившиеся в отечественной литературе соответствующие обозначения вышеупомянутых спектральных коэффициентов: τ , ρ_d и ρ_z . Для интегральных коэффициентов приняты обозначения T , R_d и R_z .

В данном параграфе изложена регламентирующая основа государственной поверочной схемы. Подробное описание СИ и методик выполнения эталонных измерений τ , ρ_d и ρ_z приведено в следующем параграфе.

Государственный и вторичные эталоны. Государственный первичный эталон применяют для передачи размеров единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания в диапазоне длин волн (0,2–20,0) мкм, диффузного и зеркального отражений в диапазоне длин волн (0,2–2,5) мкм вторичным и разрядным эталонам непосредственным сличением, методом прямых измерений и методом косвенных измерений и рабочим средствам измерений методом прямых измерений.

В качестве эталона-копии единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания в диапазоне длин волн (0,2–20,0) мкм, диффузного и зеркального отражений в диапазоне длин волн (0,2–2,5) мкм применяют комплексы, каждый из которых состоит из спектрофотометрической установки и комплектов мер из образцов прозрачного нейтрального стекла, образцов с полупрозрачным металлическим покрытием на прозрачной подложке, набора секторных дисков, диффузно и зеркально отражающих поверхностей в следующих диапазонах измерений: $\tau = 0,01–0,95$; $\rho_d = 0,02–1,00$ и $\rho_z = 0,01–0,95$.

В качестве эталона сравнения единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания в диапазоне длин волн (0,2–20,0) мкм, диффузного и зеркального отражений в диапазоне длин волн (0,2–2,5) мкм применяют комплекты мер, каждый из которых состоит из образцов прозрачного нейтрального стекла, образцов с полупрозрачным металлическим покрытием на прозрачной подложке, набора секторных дисков, диффузно и зеркально отражающих поверхностей в следующих диапазонах измерений: $\tau = 0,1–0,95$; $\rho_d = 0,02–1,00$ и $\rho_z = 0,01–0,95$.

В качестве эталона-копии единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания и диффузного отражения для передачи размера единиц государственному специальному эталону координат цвета и координат цветности (в части несамосветящихся объектов в диапазоне длин волн (0,38–0,78) мкм) применяют комплекты мер, каждый из которых состоит из образцов прозрачного цветного и нейтрального стекла и диффузно отражающих белых поверхностей в следующих диапазонах измерений: $\tau = 0,02–0,95$ и $\rho_d = 0,85–1,00$.

В качестве вторичных эталонов единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания в диапазоне длин волн (0,2–20,0) мкм, диффузного и зеркального отражений в диапазоне длин волн (0,2–2,5) мкм применяют комплекты мер, каждый из которых состоит из образцов прозрачного нейтрального стекла, образцов с полупрозрачным металлическим покрытием на прозрачной подложке, набора секторных дисков, диффузно и зеркально отражающих поверхностей в следующих диапазонах измерений: $\tau = 0,001–0,950$; $\rho_d = 0,01–1,00$ и $\rho_z = 0,01–0,95$.

В качестве вторичных эталонов единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания в диапазоне длин волн (0,2–20,0) мкм, диффузного и зеркального отражений в диапазоне длин волн (0,2–2,5) мкм применяют комплексы, каждый из которых состоит из спектрофотометрической установки в следующих диапазонах измерений: $\tau = 0,001–0,950$; $\rho_d = 0,01–1,00$ и $\rho_z = 0,01–0,95$.

В качестве вторичных эталонов единиц интегральных коэффициентов направленного пропускания в диапазоне длин волн (0,2–20,0) мкм, диффузного и зеркального отражений в диапазоне длин волн (0,2–2,5) мкм применяют

комплекты мер, каждый из которых состоит из образцов прозрачного нейтрального стекла, образцов с полупрозрачным металлическим покрытием на прозрачной подложке, набора секторных дисков, диффузно и зеркально отражающих поверхностей в следующих диапазонах измерений: $T = 0,01\text{--}0,95$ и $R_{\text{д}} = R_{\text{з}} = 0,01\text{--}1,00$.

Средние квадратические отклонения результатов сличений эталона-копии единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания S_{Σ}^{τ} , диффузного и зеркального отражений $S_{\Sigma}^{\rho_{\text{д}}}$ и $S_{\Sigma}^{\rho_{\text{з}}}$ с государственным составляют:

- для направленного пропускания от 0,0005 до 0,0010;
- для диффузного отражения от 0,002 до 0,005;
- для зеркального отражения от 0,0005 до 0,0050.

Средние квадратические отклонения результатов сличений эталона сравнения единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания S_{Σ}^{τ} , диффузного и зеркального отражений $S_{\Sigma}^{\rho_{\text{д}}}$ и $S_{\Sigma}^{\rho_{\text{з}}}$ с государственным составляют:

- для направленного пропускания от 0,001 до 0,002;
- для диффузного отражения от 0,002 до 0,005;
- для зеркального отражения от 0,0005 до 0,0050.

Средние квадратические отклонения результатов сличений эталона-копии единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания S_{Σ}^{τ} и диффузного отражения $S_{\Sigma}^{\rho_{\text{д}}}$ для передачи размера единиц государственному специальному эталону единиц координат цвета и координат цветности (в части несамосветящихся объектов в диапазоне длин волн (0,38–0,78) мкм) с государственным составляют:

- для направленного пропускания от 0,0015 до 0,0020;
- для диффузного отражения от 0,0035 до 0,0040.

Средние квадратические отклонения результатов сличений вторичных эталонов единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания S_{Σ}^{τ} , диффузного и зеркального отражений $S_{\Sigma}^{\rho_{\text{д}}}$ и $S_{\Sigma}^{\rho_{\text{з}}}$ с государственным составляют:

- для направленного пропускания от 0,0010 до 0,0015;
- для диффузного и зеркального отражений от 0,0035 до 0,0070.

Средние квадратические отклонения результатов сличений вторичных эталонов единиц интегральных коэффициентов направленного пропускания S_{Σ}^T , диффузного и зеркального отражений $S_{\Sigma}^{R_{\text{д}}}$ и $S_{\Sigma}^{R_{\text{з}}}$ с государственным составляют:

- для направленного пропускания от 0,001 до 0,005;
- для диффузного и зеркального отражений от 0,0035 до 0,0080.

Эталон-копию применяют для передачи размеров единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания, диффузного и зеркального отражений: вторичным эталонам и рабочим средствам измерений методом прямых измерений и интегральных коэффициентов направленного пропускания, диффузного и зеркального отражений — вторичным эталонам методом косвенных измерений.

Эталон сравнения применяют для передачи размеров единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания, диффузного и зеркального отражений при взаимных сличениях эталонов.

Эталон-копию применяют для передачи размеров единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания и диффузного отражения государственному специальному эталону единиц координат цвета и координат цветности (в части несамосветящихся объектов в диапазоне длин волн (0,38–0,78) мкм) методом косвенных измерений.

Вторичные эталоны применяют для передачи размеров единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания, диффузного и зеркального отражений разрядным эталонам единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания и диффузного отражения методом прямых измерений и сличением при помощи компаратора (спектрофотометра) и рабочим средствам измерений методом прямых измерений; разрядным эталонам единиц интегральных коэффициентов направленного пропускания, диффузного и зеркального отражений методом косвенных измерений.

Вторичные эталоны применяют для передачи размеров единиц интегральных коэффициентов направленного пропускания и диффузного и зеркального отражений разрядным эталонам сличением при помощи компаратора (спектрофотометра, фотометра) и методом прямых измерений.

Рабочие (разрядные) эталоны. В качестве разрядных эталонов единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания, диффузного и зеркального отражений применяют спектрофотометрические установки и наборы мер спектральных коэффициентов в следующих диапазонах измерений: $\tau = 0,001\text{--}0,950$ и $\rho_{\text{д}} = \rho_{\text{з}} = 0,01\text{--}1,00$.

В качестве разрядных эталонов единиц интегральных коэффициентов направленного пропускания, диффузного и зеркального отражений применяют наборы мер интегральных коэффициентов и фотометры в следующих диапазонах измерений: $T = 0,01\text{--}0,95$ и $R_{\text{д}} = R_{\text{з}} = 0,01\text{--}1,00$.

Пределы допускаемых абсолютных погрешностей разрядных эталонов составляют:

- для спектральных коэффициентов направленного пропускания Δ^{τ} — от 0,0015 до 0,0030;
- для диффузного и зеркального отражений $\Delta^{\rho_{\text{д}}} = \Delta^{\rho_{\text{з}}}$ — от 0,005 до 0,008.

Пределы допускаемых абсолютных погрешностей разрядных эталонов составляют:

- для интегральных коэффициентов направленного пропускания Δ^R набора мер — от 0,0015 до 0,0250; фотометров — от 0,003 до 0,030;
- для диффузного и зеркального отражений $\Delta^{R_{\text{д}}} = \Delta^{R_{\text{з}}}$ набора мер — от 0,005 до 0,050; фотометров — от 0,007 до 0,050.

Разрядные эталоны применяют для поверки (калибровки) рабочих средств измерений сличением при помощи компаратора (спектрофотометра, фотометра), методом прямых измерений и методом косвенных измерений.

Рабочие средства измерений. В качестве рабочих средств измерений спектральных коэффициентов направленного пропускания, диффузного и зеркального отражений применяют спектрофотометрические установки, наборы мер спектральных коэффициентов и спектрофотометры в следующих диапазонах измерений: $\tau = 0,001\text{--}0,950$ и $\rho_{\text{д}} = \rho_{\text{з}} = 0,01\text{--}1,00$.

В качестве рабочих средств измерений интегральных коэффициентов направленного пропускания, диффузного и зеркального отражений применяют

наборы мер интегральных коэффициентов, фотометры и зональные фотометры в следующих диапазонах измерений: $T = 0,01\text{--}0,95$ и $R_d = R_z = 0,01\text{--}1,00$.

Пределы допускаемых абсолютных погрешностей рабочих средств измерений составляют:

— для спектральных коэффициентов направленного пропускания Δ^T спектрофотометрических установок — от 0,0008 до 0,0010; спектрофотометров — от 0,001 до 0,020; набора мер — от 0,0008 до 0,010;

— для диффузного и зеркального отражений $\rho_d = \rho_z$ спектрофотометрических установок — от 0,0035 до 0,0050; спектрофотометров — от 0,005 до 0,050 и набора мер — от 0,005 до 0,020.

Пределы допускаемых абсолютных погрешностей рабочих средств измерений составляют:

— для интегральных коэффициентов направленного пропускания Δ^T набора мер — от 0,003 до 0,050; фотометров и зональных фотометров — от 0,004 до 0,050;

— для диффузного и зеркального отражений $\Delta^{R_d} = \Delta^{R_z}$ набора мер — от 0,008 до 0,080; фотометров и зональных фотометров — от 0,008 до 0,080.

Государственный первичный эталон единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания в диапазоне длин волн 0,2–20,0 мкм, диффузного и зеркального отражений в диапазоне длин волн 0,2–2,5 мкм. До начала 90-х годов обеспечение единства измерений в области спектрофотометрии осуществлялось на основе двух государственных поверочных схем: ГОСТ 8.205-76 «ГСИ. Государственный специальный эталон и общесоюзная поверочная схема для измерения цвета» и ГОСТ 8.101-87 «ГСИ. Государственный специальный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерения длин волн в диапазоне 0,186–50 мкм». Однако эти две поверочные схемы не охватывали требуемые спектральные и фотометрические диапазоны.

Проверка серийно выпускаемых спектрофотометров осуществлялась в соответствии со следующей нормативно-технической документацией: ГОСТ 8.229-81 «ГСИ. Спектрофотометры инфракрасные. Методы и средства поверки»; МИ 141-77 «Методика поверки спектрофотометров СФ-18»; МИ 474-84 «Методика поверки спектрофотометров СФ-20»; МИ 536-84 «Методика поверки спектрофотометров СФ-46»; МИ 543-84 «Методика поверки спектрофотометров СФ-39»; МИ 251-82 «Методика поверки спектрофотометров СФ-26». Обеспечение единства измерений сводилось по существу только к поверке этих приборов при выпуске.

Созданный во ВНИИОФИ государственный первичный эталон единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания в диапазоне длин волн 0,2–20,0 мкм, диффузного и зеркального отражений в диапазоне длин волн 0,2–2,5 мкм и государственная поверочная схема для средств измерений спектральных и интегральных коэффициентов направленного пропускания в диапазоне длин волн (0,2–20) мкм, диффузного и зеркального отражений, в диапазоне длин волн (0,2–2,5) мкм, позволяют воспроизводить, хранить и передавать размеры указанных единиц с нормированной погрешностью по всем разрядам поверочной схемы [65].

Государственный первичный эталон (рис. 12.22; 12.23; 12.24) состоит из комплекса следующих средств измерений:

— спектрофотометрической установки для воспроизведения единицы спектрального коэффициента направленного пропускания (СКНП) в диапазоне длин волн 0,2–2,5 мкм с приставками для воспроизведения единиц спектральных коэффициентов диффузного (СКДО) (методом Тэйлора) и зеркального (СКЗО) отражений в диапазоне длин волн 0,2–2,5 мкм;

— спектрофотометрической установки для воспроизведения единицы СКНП в диапазоне длин волн 2,5–20,0 мкм;

— спектрофотометрической установки для воспроизведения единицы СКДО (методом Эрба) в диапазоне длин волн 0,38–0,8 мкм;

— наборов эталонных мер;

— системы регистрации и обработки информации.

1. Спектрофотометрическая установка для воспроизведения размеров единиц СКНП, СКЗО и СКДО (метод Тэйлора) в диапазо-

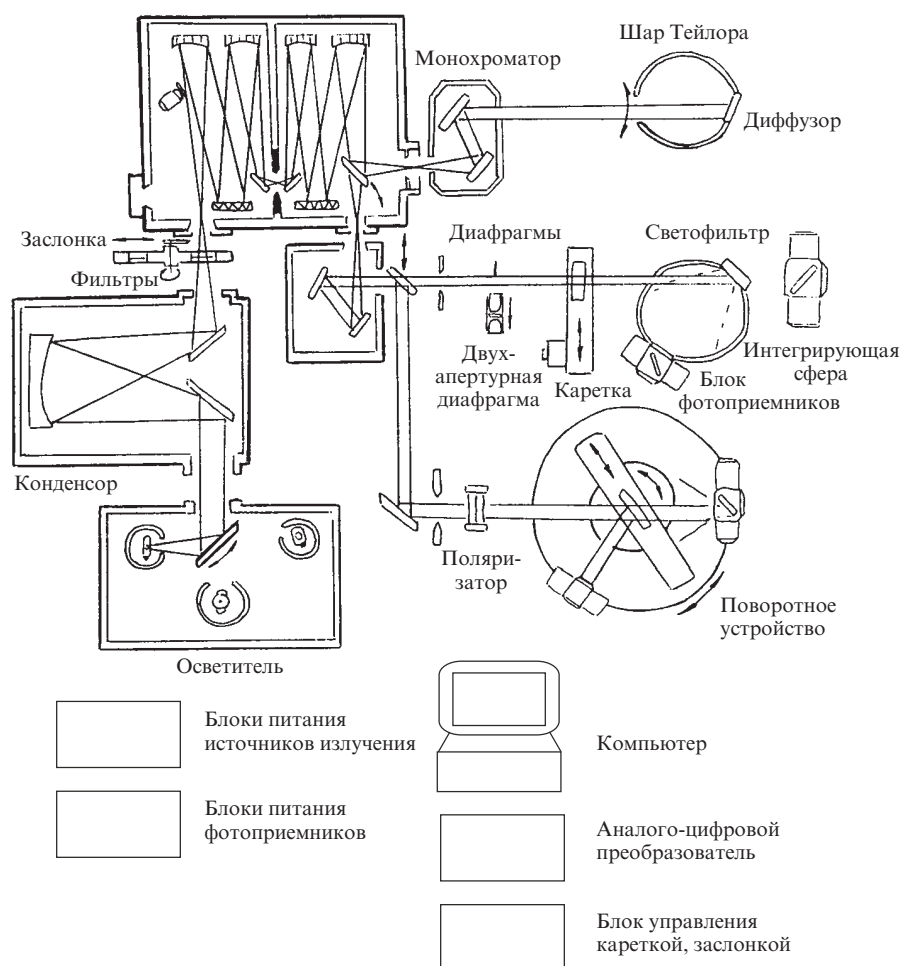


Рис. 12.22. Функциональная схема спектрофотометрической установки для воспроизведения размеров единиц СКНП, СКЗО и СКДО в диапазоне длин волн 0,2–2,5 мкм

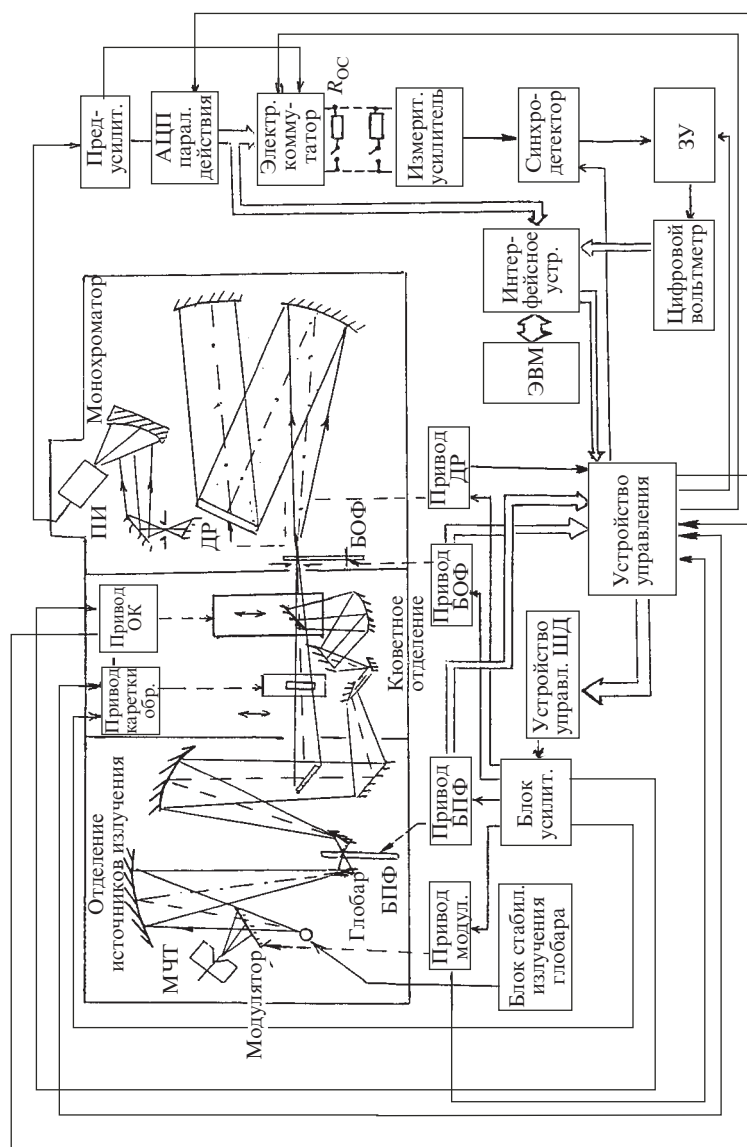


Рис. 12.23. Функциональная схема спектрофотометрической установки для воспроизведения размера единицы СКНП в диапазоне длин волн (2,5–20,0) мкм

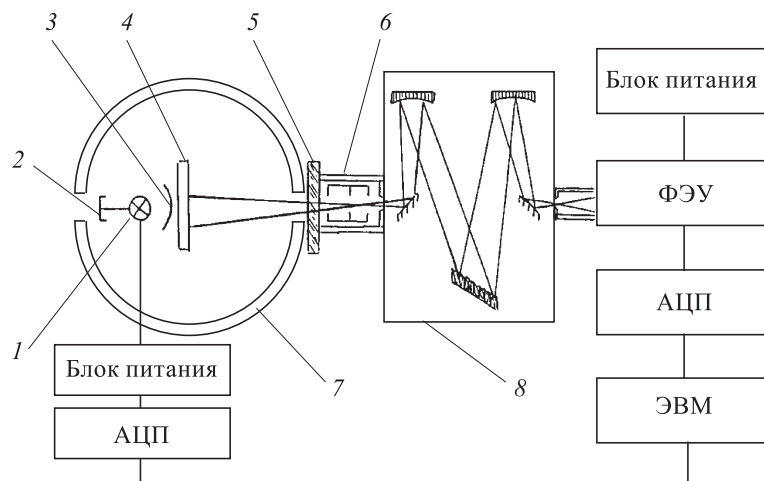


Рис. 12.24. Функциональная схема спектрофотометрической установки для воспроизведения размера единицы СКДО в диапазоне длин волн 0,38–0,8 мкм

не длин волн 0,2–2,5 мкм. Основными частями первой спектрофотометрической установки являются осветитель, спектрометр и оптико-механический блок, содержащий три приставки для воспроизведения размеров единиц СКНП, СКЗО и СКДО (рис. 12.22). Осветитель включает систему ламп (галогидно-вольфрамовая накаливания и дейтериевая) и зеркальный конденсор. Спектрометр построен на базе монохроматора НР-1, спектральный диапазон которого определяется дифракционной решеткой (решетки с 1200, 600, 300 штр/мм обеспечивают работу в спектральном диапазоне от 0,2 до 2,5 мкм). Для исключения высших порядков дифракции использованы отрезающие фильтры, установленные перед входной щелью. Здесь же располагается заслонка, используемая при измерениях темнового тока. Входные и выходные щели монохроматора заменяются диафрагмами диаметром 0,5 и 1 мм.

За выходной щелью монохроматора находится выходной конденсор, состоящий из внеосевого параболического и плоского зеркал. С помощью конденсора формируется коллинеарный поток излучения диаметром 1,5 мм, который в дальнейшем с помощью апертурных диафрагм варьируется до требуемого поперечного сечения.

Приставка для измерения СКНП представляет собой устройство, с помощью которого в поток излучения вводится или выводится светофильтр. Оно имеет форму цилиндра, по направляющей которого располагаются держатели образцов. За ним размещена измерительная головка, состоящая из интегрирующей сферы с фотоприемником (или системой фотоприемников). Сфера выполнена из политетрафторэтилена. Выбор фотоприемника диктуется спектральным диапазоном, в котором проводится измерение: фотоумножитель — в диапазоне (0,2–0,8) мкм, фотодиод — (0,4–1,1) мкм, фотосопротивление — (1,0–2,5) мкм. Последнее требовало модуляции потока и синхронного детектирования.

Измерения СКЗО проводятся на поворотном устройстве, с помощью которого обеспечивается и поворот зеркала, и вращение блока фотоприемников.

Поворот зеркала и фотоприемника осуществляется синхронно — приемник излучения всегда находится под углом отражения повернутого зеркала. При измерении падающего на образец потока излучения зеркало убирается и выполняется условие отражения вдоль поверхности зеркала.

Для определения СКНП и СКЗО измеряются сигналы без образца, с образцом и темновой ток.

Приставка для измерения СКДО содержит интегрирующую сферу с тремя отверстиями, выполненную из политетрафторэтилена. Входное отверстие — для ввода излучения, крепления образца и фотоприемника. Отверстие для ввода излучения и отверстие, где размещен образец, располагаются так, что излучение падает на образец под углом 8° к нормали. Прямое переотражение от образца на фотоприемник устраняется экраном. Сфера имеет возможность поворота относительно оси, проходящей через входное отверстие. Такой поворот обеспечивает поочередную регистрацию сигналов от стенки сферы и от образца. Между этими измерениями проводится регистрация темнового тока. Коэффициент отражения определяется следующим образом:

$$\rho_{0/d} = \frac{I_1 + I_4 - I_T + I_T^1}{I_2 + I_3 - I_T + I_T^1} \frac{(1 - \gamma)}{(1 - \alpha)(1 - \mu)},$$

где γ — поправка, учитывающая отклонения свойств внутреннего покрытия от идеального «ламбертовского» рассеивателя и угловой чувствительности фотоприемника от «косинусной»; α — поправка, учитывающая потери потока излучения на отверстиях сферы при отражении от образца; μ — поправка, учитывающая потери при отражении от образца на торце отверстия для измерений.

Между выходным конденсором и приставками располагается поляририд, а при аттестации установки — устройство с двухапертурной диафрагмой. Последнее имеет диафрагму, перекрываемую двумя шторками. Для исключения пропускания излучения в стыке шторок имеется тонкая перегородка, размещенная по диаметру апертурного отверстия.

2. Спектрофотометрическая установка для воспроизведения размера единицы спектрального коэффициента направленного пропускания в диапазоне длин волн (2,5–20,0) мкм. Спектрофотометрическая установка для воспроизведения единицы СКНП в диапазоне длин волн (2,5–20,0) мкм (рис. 12.23) построена по однолучевой схеме, что снижает погрешность, обусловленную собственным тепловым излучением. Для улучшения воспроизводимости результатов измерений, помимо стабилизированного источника излучения — глобара, введен опорный источник излучения — термостабилизированная модель черного тела, излучение которой направляется зеркальным модулятором в оптическую систему прибора в те моменты времени, когда излучение основного источника перекрыто. В результате, измерения всех оптических сигналов производятся относительно одного и того же стабильного уровня. С целью уменьшения влияния нестабильности источника излучения и характеристики преобразования фотоприемного устройства, в оптическую схему введен дополнительный опорный канал, в который направляется часть пучка излучения. Коэффициент пропускания равен

$$\tau = \frac{U_{S_{об}} U_{R_{606}}}{U_{R_{об}} U_{S_{606}}},$$

где $U_{S_{об}}$ и $U_{S_{6об}}$ — выходные сигналы при поступлении на входную щель монохроматора предметного пучка, а образец, соответственно, введен или выведен; $U_{R_{об}}$ и $U_{R_{6об}}$ — выходные сигналы при поступлении на входную щель монохроматора опорного пучка, а образец, соответственно, введен в предметный пучок или выведен.

Введение сигналов $U_{R_{об}}$ и $U_{R_{6об}}$ позволяет уменьшить время, в течение которого действуют дестабилизирующие факторы и сказывается влияние рассеянного света.

Монохроматизация излучения осуществляется с помощью набора дифракционных решеток, селекция рабочего порядка спектра — набором полосовых и отрезающих фильтров. Конструкция привода дифракционной решетки позволяет получить спектральное разрешение не хуже $\lambda/4000$ во всем спектральном диапазоне.

Электронная система позволяет измерять выходные сигналы измерительной головки, формировать напряжение питания приводов модулятора, блоков переключения образца и зеркала оптического коммутатора, а также вводить информацию в микро-ЭВМ для последующей обработки результатов измерений и их регистрации.

3. Спектрофотометрическая установка для воспроизведения размера единицы спектрального коэффициента диффузного отражения (метод Эрба) в диапазоне длин волн (0,38–0,8) мкм. Метод Эрба реализован следующим образом (рис. 12.24). Внутри интегрирующей сферы диаметром 54 см, покрытой сульфатом бария, располагаются источник света и измеряемый образец. Последний расположен так, что его плоскость совпадает с плоскостью диаметрального сечения сферы, а центр — с ее центром. Отражающий экран отделяет образец от источника и защищает его от прямой засветки. По диаметру, проходящему через центры образца и источника, проделаны два диаметрально расположенных отверстия. Между источником и отверстием установлен экран, препятствующий прямому выходу излучения. Излучение источника равномерно освещает полусферу, находящуюся с его стороны, а та переотражает излучение на полусферу, освещающую образец. Спектрометр с системой апертурных диафрагм регистрирует излучение от образца при отражении на него поверхности образца и излучение со стенки полусферы, обращенной к источнику излучения. Для этого производится поворот сферы на 180° вокруг ее оси. Стенка наблюдается под несколькими (шестью) углами за счет поворота всей сферы вокруг оси, проходящей через ее выходное отверстие.

4. Состав набора эталонных мер единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания, диффузного и зеркального отражений. Набор эталонных мер единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания в диапазоне длин волн 0,4–0,8 мкм состоит из 6 плоскопараллельных пластин размером (39×3) мм², изготовленных из

оптического нейтрального стекла:

- эталонная мера толщиной 2,39 мм, изготовленная из оптического нейтрального стекла марки К-8;
- эталонная мера толщиной 1,26 мм, изготовленная из оптического нейтрального стекла марки НС-7;
- эталонная мера толщиной 2,59 мм, изготовленная из оптического нейтрального стекла марки НС-8;
- эталонная мера толщиной 3,18 мм, изготовленная из оптического нейтрального стекла марки НС-9;
- эталонная мера толщиной 4,96 мм, изготовленная из оптического нейтрального стекла марки НС-9;
- эталонная мера толщиной 6,21 мм, изготовленная из оптического нейтрального стекла марки НС-9.

Неплоскопараллельность эталонных мер не превышает 0,005 мм; отступление от плоскопараллельности составляет от 2 до 5 интерференционных полос. Марки стекол соответствуют ГОСТ 15130-69 и ГОСТ 9411-75.

Набор эталонных мер единиц спектральных коэффициентов направленного пропускания в диапазоне длин волн 0,2–2,5 мкм состоит из 7 пластин диаметром 38 мм, изготовленных из кварцевого стекла с полупрозрачным металлическим (платина) покрытием.

Набор эталонных мер спектральных коэффициентов направленного пропускания в диапазоне длин волн 2,5–20,0 мкм состоит из 7 секторных дисков диаметром 200 мм.

Набор эталонных мер единиц спектральных коэффициентов диффузного отражения в диапазоне длин волн 0,4–0,8 мкм состоит из 6 пластин каждая с полированной и матовой поверхностями, диаметром 60 мм, изготовленных из молочного и опаловых стекол.

Набор эталонных мер единиц спектральных коэффициентов диффузного отражения в диапазоне длин волн 0,2–2,5 мкм состоит из 7 пластин диаметром 60 мм, изготовленных из политетрафторэтилена.

Набор эталонных мер единиц спектральных коэффициентов зеркального отражения состоит из трех образцов Rh, Cr, Ru диаметром 30 мм. С целью оперативного контроля шкал длин волн спектрофотометрических установок, входящих в состав государственного первичного эталона, набор эталонных мер дополняется твердотельными тонкоструктурными абсорбционными светофильтрами: ТАС-1, разработанными в НИФХИ им. Л.Н. Карпова, и ЭМН, разработанными в ГОИ им. С.И. Вавилова.

5. Воспроизведение размеров единиц государственным первичным эталоном. Как отмечалось ранее, спектральный коэффициент направленного пропускания образца определяется отношением потока излучения, при заданной длине волны, прошедшего без рассеяния через образец, к потоку излучения, падающему на образец при той же длине волны. Воспроизведение его единицы состоит в измерении на спектрофотометрической установке рис. 12.22 потока излучения при заданной длине волны, прошедшего без рассеяния через образец; потока излучения, при той же длине волны, падающего на образец, с последующей обработкой результатов на ЭВМ.

Воспроизведение единицы СКДО в спектральной области 0,2–2,5 мкм осуществляется методом Тэйлора. При этом коэффициент отражения равен

$$\rho_D^T = \frac{I_1}{I_2} \frac{1 + \gamma}{(1 + \alpha)(1 - \mu)},$$

где I_1 — сигнал фотоприемника, с учетом темнового тока в момент времени, когда излучение падает на измеряемый образец; I_2 — сигнал фотоприемника, с учетом темнового тока в момент времени, когда излучение падает на стенку сферы; γ — поправка, учитывающая угловую чувствительность фотоприемника; α — поправка, учитывающая потери на отверстиях сферы; μ — поправка, учитывающая потери на торцах отверстия, предназначенного для установки образца.

Воспроизведение единицы СПДО в спектральной области 0,38–0,8 мкм осуществляется независимо на установке методом Эрба. При этом коэффициент отражения равен

$$\rho_D^{\Xi} = (1 + \alpha_1) I_0 \left\{ \sum_{i=1}^6 (\sin 2\varphi_i \Delta I_i) / \sum_{i=1}^6 \sin 2\varphi_i \right\}^{-1},$$

где I_0 — сигнал, соответствующий измерению яркости измеряемого образца; I_i — сигнал, соответствующий измерению яркости участка поверхности полусферы, освещающего образец под углом φ_i к нормали; α_1 — поправка, учитывающая потери на технологических отверстиях сферы.

Спектральный коэффициент зеркального отражения образца определяется отношением зеркально отраженного от образца потока излучения при заданной длине волны к потоку излучения, падающему на образец, при той же длине волны и известной поляризации потока излучения.

Государственный первичный эталон обеспечивает воспроизведение единиц со средними квадратическими отклонениями результатов измерений, при 25 независимых наблюдениях, указанными в табл. 12.2, и неисключенными систематическими погрешностями Θ , приведенным в этой же таблице.

Таблица 12.2. Средние квадратические отклонения и неисключенные систематические погрешности воспроизведения единиц спектральных коэффициентов

Наименование воспроизводимой единицы	Диапазон значений	Диапазон длин волн, мкм	S	Θ
Спектральный коэффициент направленного пропускания	0,01–0,95	0,4–0,9 0,2–0,4 2,0–20,0 0,9–2,0	$2 \cdot 10^{-4}$ $5 \cdot 10^{-4}$ $5 \cdot 10^{-4}$ $2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$ $1 \cdot 10^{-3}$ $1 \cdot 10^{-3}$ $1 \cdot 10^{-3}$
Спектральный коэффициент диффузного отражения: (метод Эрба) (метод Тейлора)	0,85–1,0 0,02–1,00	0,38–0,8 0,2–2,5	$2 \cdot 10^{-3}$ $2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$ $5 \cdot 10^{-3}$
Спектральный коэффициент зеркального отражения	0,05–0,95 0,01–0,05	0,2–2,5 0,2–2,5	$5 \cdot 10^{-4}$ $5 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$ $0,5 \cdot 10^{-3} - 10^{-3}$

Глава 13

ИЗМЕРЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Предлагаемая глава посвящена основам рефрактометрии или, иначе, измерениям показателя преломления.

Прежде всего рассмотрены физические основы рефрактометрии, затем конструкция и принцип работы наиболее типичных рефрактометров, методы и средства их поверки и калибровки. Эти вопросы в свое время были весьма подробно освещены в давно опубликованной монографии Б.В. Иоффе и в малотиражной, но весьма интересной работе М.В. Лейкина и др., едва ли доступных нынешнему читателю, интересующемуся проблемами рефрактометрии.

В основу изложения положены следующие международные и российские стандарты и рекомендации по основным параметрам, техническим требованиям, поверке и калибровке рефрактометров.

ГОСТ 28869-90. Материалы оптические. Методы измерения показателя преломления.

МИ 2129-91. ГСОЕИ. Государственная поверочная схема для средств измерений показателя преломления твердых и жидких прозрачных веществ.

ГОСТ 28562-90. Продукты переработки плодов и овощей. Рефрактометрический метод определения растворимых сухих веществ.

Рекомендация МОЗМ МР № 108. Рефрактометры для измерения содержания сахарозы во фруктовых соках.

ISO 2173-1978. Fruit and vegetable products-Determination of soluble solids content — Refractometric method.

Инструкция 279-66 по поверке визуальных рефрактометров и др.

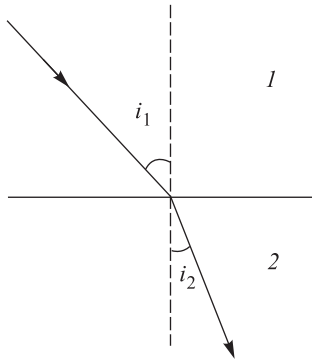
Большое практическое значение в настоящее время имеет применение методов рефрактометрии для анализа продуктов пищевой промышленности в испытательных лабораториях сахарного производства, в молочной промышленности — для определения содержания сухого вещества в консервированном молоке и для определения чистоты и жирности молока, в пивоварении, в виноделии, в производстве безалкогольных напитков и соков, при производстве масел, жиров, томатной пасты, при анализе качества меда и т. д.

Важную роль играет рефрактометрия в фармацевтической промышленности и в клинической диагностике. Значительное место рефрактометрические методы анализа занимают в нефтепереработке, нефтехимии, производстве пластмасс и т. д.

Широкому распространению рефрактометрии в качестве одного из важнейших методов анализа способствует исключительно ценное совмещение высокой точности, технической простоты и доступности. Показатель преломления принадлежит к числу немногих физических констант, которые могут быть измерены с очень высокой точностью (минимальная погрешность порядка $1 \cdot 10^{-5}$) и с небольшой затратой времени.

13.1. Физические основы рефрактометрии

13.1.1. Показатель преломления. Если луч света пересекает границу раздела двух прозрачных однородных сред 1 и 2 (рис. 13.1), то направление луча изменяется в соответствии с установленным еще в начале XVII в законом преломления. Согласно этому закону, отношение синусов углов падения i_1 и преломления i_2 есть величина постоянная:



$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}. \quad (13.1)$$

Константа n_{21} называется относительным показателем (или коэффициентом) преломления второго вещества по отношению к первому.

Волновая теория света устанавливает простую связь показателя преломления со скоростью распространения световых волн в двух средах v_1 и v_2 :

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (13.2)$$

Рис. 13.1. Преломление луча света на границе двух прозрачных сред

Показатель преломления вещества по отношению к «пустоте» называется абсолютным показателем преломления. Из формулы (13.2) следует, что абсолютный показатель преломления вещества n равен отношению скорости света в пустоте $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с к скорости света в веществе v :

$$n = \frac{c}{v}. \quad (13.3)$$

Относительный показатель преломления n_{21} , согласно (13.2) и (13.3), равен отношению абсолютных показателей преломления веществ n_1 и n_2 :

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (13.4)$$

При измерении показателей преломления жидких и твердых тел обычно определяются их относительные показатели преломления по отношению к воздуху лабораторного помещения.

Показатель преломления вещества определяется его природой, но зависит также от внешних условий (главным образом от температуры) и от длины волны света. Длину волны указывают подстрочным индексом, а температуру — надстрочным индексом справа. Например, символ n_{589}^{20} означает показатель преломления при 20°C для желтой линии натрия с длиной волны 589,3 нм. Вместо длины волны часто употребляемых спектральных линий обычно указывают их буквенные обозначения. Так, например, n_D^{20} , n_C^{20} , n_F^{20} обозначают показатели преломления при 20°C для линии D натрия и линий C и F водорода. Длины волн и обозначения наиболее употребляемых в рефрактометрии спектральных линий приведены в табл. 13.1.

13.1.2. Полное внутреннее отражение света. Предельный угол. Согласно закону преломления света (13.1), при $n_{21} = (n_2/n_1) > 1$ имеем $\sin i_1 > \sin i_2$ и, следовательно, $i_1 > i_2$. Отсюда следует, что при преломлении

Таблица 13.1. Обозначения и длины волн спектральных линий, наиболее часто применяемых в рефрактометрии

Цвет линии	Элемент	Обозначения линий	Длина волны, мкм
Красная	Калий	A'	766,5
Красная	Кислород	A	760,8
Красная	Гелий	B	706,5
Красная	Литий	—	670,8
Красная	Гелий	г	667,8
Красная	Водород	C, H _α , α	656,3
Красная	Кадмий	C'	643,8
Красная	Неон	—	632,8
Желтая	Натрий	D	589,3
Желтая	Гелий	d, D ₃ , f	587,6
Желтая	Ртуть	—	579,1
Желтая	Ртуть	—	577,0
Зеленая	Ртуть	l	546,1
Зеленая	Таллий	—	535,0
Зеленая	Кадмий	—	508,6
Зеленая	Гелий	v	501,6
Сине-зеленая	Гелий	—	492,2
Голубая	Водород	F, H _β , β	486,1
Голубая	Кадмий	F'	480,0
Синяя	Гелий	c	471,3
Синяя	Кадмий	—	467,8
Сине-фиолетовая	Гелий	i	447,1
Сине-фиолетовая	Ртуть	g	435,8
Фиолетовая	Водород	g', H _γ , γ	434,0
Фиолетовая	Ртуть	h	404,7
Фиолетовая	Кальций	H	396,8

света угол i_2 не может быть больше некоторого значения $\varphi < 90^\circ$, соответствующего $i_1 = 90^\circ$, и определяемого непосредственно вытекающим из закона преломления соотношением

$$\sin \varphi = \frac{n_1}{n_2}. \quad (13.5)$$

Луч, падающий из среды с большим показателем преломления на границу раздела с менее преломляющей средой под углом $i_2 > \varphi$, не проникает в среду n_1 , не преломляется, а полностью отражается (рис. 13.2). Это явление, называемое полным внутренним отражением, было известно давно и отмечено Кеплером еще до открытия закона преломления света.

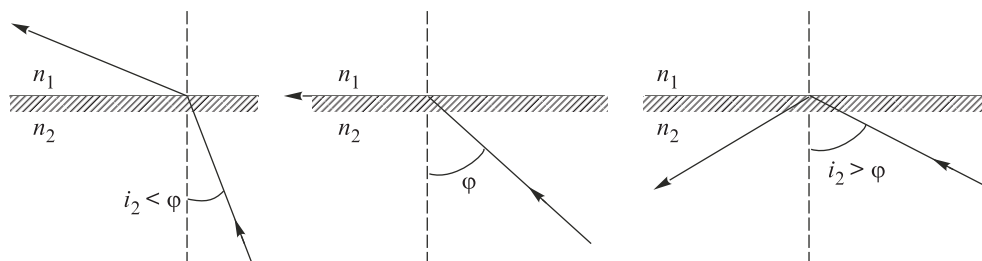


Рис. 13.2. Явление полного внутреннего отражения

При $i_2 < \varphi$ происходит преломление луча, сопровождающееся частичным отражением от границы раздела.

Значение $i_2 = \varphi$ называется предельным, или критическим, углом.

Лучи, падающие на границу раздела из более преломляющей среды ($n_1 < n_2$) под углом, превышающим φ (предельный угол), полностью отражаются от границы раздела.

13.1.3. Определение показателей преломления методом предельного угла. Предельный угол на границе двух веществ зависит только от показателей преломления этих веществ (13.5). Следовательно, если известен показатель преломления одного вещества, то показатель преломления другого вещества можно определить, измерив предельный угол φ :

$$n_1 = n_2 \sin \varphi. \quad (13.6)$$

Удобство этого способа состоит в том, что требуется измерение только одного угла, а исследуемому телу не надо придавать строго определенную геометрическую форму, так как для наблюдения полного внутреннего отражения важно лишь наличие плоской границы раздела двух сред.

Существенной деталью большинства рефрактометров, основанных на определении предельного угла, является измерительная призма из оптического стекла с точно известным показателем преломления N . Одна из граней

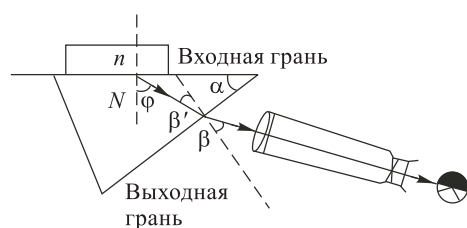


Рис. 13.3. Принципиальная схема рефрактометра, основанного на измерении предельного угла

измерительной призмы (так называемая входная грань) приводится в оптический контакт с измеряемым образцом, имеющим неизвестный показатель преломления n , и служит границей раздела, на которой происходит преломление и полное внутреннее отражение. Преломление или отражение света на этой грани наблюдается в зрительную трубу обычно через вторую (выходную) грань призмы (рис. 13.3).

При рассматривании вышедших из призмы лучей, близких к предельному, поле зрения трубы оказывается разделенным на освещенную и темную части, граница между которыми соответствует предельному лучу.

Формулу, связывающую угол β с показателем преломления исследуемого вещества n , нетрудно получить, рассматривая преломление предельного луча

на гранях призмы:

$$n = \sin \alpha \sqrt{N^2 - \sin^2 \beta} \pm \cos \alpha \sin \beta. \quad (13.7)$$

Эта формула лежит в основе всех расчетов при измерениях методом предельного угла на призме.

13.2. Конструкции и принципы работы рефрактометров

Визуальные рефрактометры критического угла — рефрактометры Пульфриха.

Рефрактометры типа Пульфриха предназначены для точного измерения показателя преломления и дисперсии жидкостей и твердых тел. Они используются в основном в исследовательских работах и при контроле оптических стекол.

Характерной особенностью рефрактометров Пульфриха является использование источников света с линейчатым спектром и измерительных призм с преломляющим углом 90° . Подставив $\alpha = 90^\circ$ в основную формулу (13.7), получим формулу для определения показателя преломления на рефрактометрах данного типа:

$$n = \sqrt{N^2 - \sin^2 \beta}. \quad (13.8)$$

Ход лучей в призме рефрактометра Пульфриха схематически показан на рис. 13.4. Одна из отечественных моделей приборов этого типа — рефрактометр ИРФ-23, выпускаемый Казанским оптико-механическим заводом (КОМЗ).

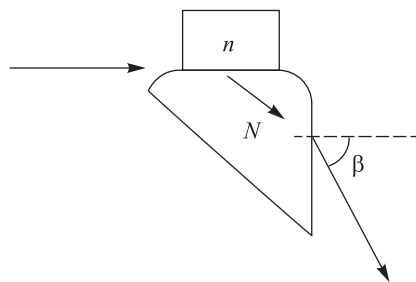


Рис. 13.4. Ход лучей в измерительной призме рефрактометра Пульфриха

Рефрактометры Аббе. Наиболее распространенным в настоящее время в рефрактометрии типом рефрактометров является прибор, конструктивная идея которого была предложена более 150 лет назад немецким инженером Аббе.

Особенности рефрактометров Аббе заключаются в устройстве измерительной призмы, наличии дополнительной, так называемой осветительной призмы, использовании для измерений «белого» (естественного или искусственного происхождения) света и в конструкции шкалы. Прибор имеет измерительную призму из тяжелого флинта с преломляющим углом α около 60° (рис. 13.5).

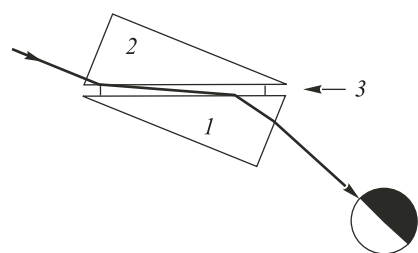


Рис. 13.5. Оптическая схема рефрактометра Аббе: 1 — измерительная призма; 2 — осветительная призма; 3 — слой исследуемой жидкости

Измерительная и осветительная призмы вмонтированы в полые металлические рубашки (камеры), в которых может циркулировать термостатирующая вода. Наружные поверхности камер, соприкасающиеся с измеряемой жидкостью, имеют антикоррозионное покрытие. Камеры соединены шарниром и образуют

вместе призмный блок — важнейшую деталь рефрактометров Аббе. Призмный блок Аббе представляет собой конструкцию, обеспечивающую точные измерения и надежное термостатирование при весьма малых количествах жидкостей (0,05 мл).

Так же как и рефрактометрами Пульфриха, рассмотренными выше, рефрактометрами Аббе можно измерять показатель преломления твердых прозрачных веществ (призм или пластин). В этом случае роль осветительной призмы будет играть сам измеряемый объект.

Другая существенная особенность рефрактометра Аббе, как упоминалось ранее, состоит в использовании для измерений белого света. При наблюдении полного внутреннего отражения в белом свете, вследствие дисперсии, вместо резкой границы светотени получается размытая в пространстве радужная спектральная полоса. Для устранения этого эффекта служит компенсатор дисперсии, устанавливаемый перед объективом зрительной трубы.

Основной деталью компенсатора является так называемая призма прямого видения, или призма Амичи (рис. 13.6). Призма Амичи склеена из трех призм: двух крайних, изготовленных из крона, и средней, изготовленной из флинта.

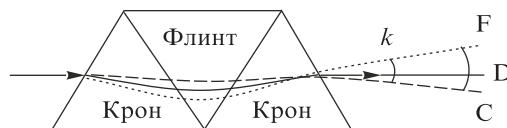


Рис. 13.6. Оптическая схема призмы Амичи.: F, D и C — спектральные линии в соответствии с табл. 13.1

Призмы подбираются таким образом, чтобы желтые лучи света (линия D) проходили через всю систему призм, не изменяя своего направления. При этом красные лучи (например, линия C на рис. 13.6) отклоняются на некоторый угол в сторону от прямого направления, а зеленые, голубые (например, линия F на рис. 13.6) и фиолетовые лучи отклоняются в противоположную сторону на различные углы в зависимости от длины волны.

Из призмного блока рефрактометра Аббе лучи разного цвета выходят под различными углами, зависящими от соотношения показателей преломления исследуемой жидкости и измерительной призмы. Разность между углами выхода красных (C) и голубых (F) лучей, называемая угловой дисперсией $\Delta\beta$, будет различна для разных образцов. Если на пути выходящего из измерительной призмы пучка цветных лучей установить призму Амичи таким образом, чтобы ее угловая дисперсия (обозначенная k на рис. 13.6) была равна по значению и противоположна по знаку угловой дисперсии $\Delta\beta$, то суммарная дисперсия всей системы **призмный блок-компенсатор** будет равна нулю. При этом пучок цветных лучей соберется в белый луч, направление которого совпадет с направлением желтого луча (D). Линия полного внутреннего отражения представится в этом случае в виде резкой границы между светлой и темной частями поля зрения, а положение границы будет соответствовать предельному лучу D, хотя для освещения использовался белый свет.

Измерения показателя преломления n большинством рефрактометров проводятся на длине волны 589,3 нм, что соответствует желтой спектральной линии (D) натрия.

Диапазон измерения показателя преломления n_D рефрактометров Аббе составляет 1,25–2,05, абсолютная погрешность измерения от $5 \cdot 10^{-5}$ до $2 \cdot 10^{-4}$ в зависимости от конкретного типа и конструкции рефрактометра.

На рис. 13.7 представлен общий вид классического рефрактометра Аббе и типичный вид его поля зрения.

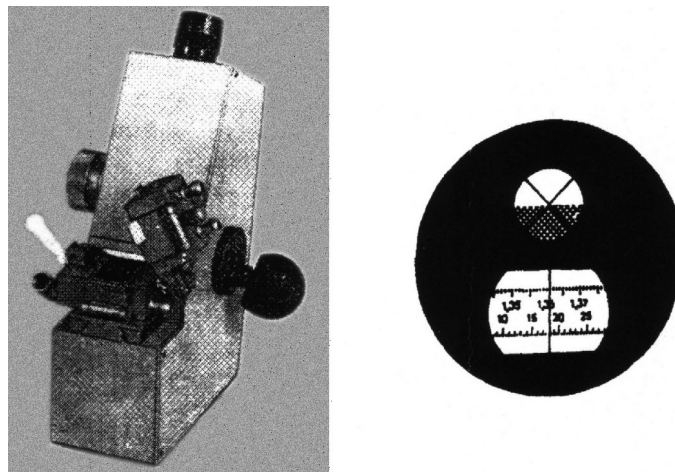


Рис. 13.7. Общий вид рефрактометра типа Аббе и типичный вид его поля зрения

Рефрактометры Аббе выпускаются многими фирмами: Казанским оптико-механическим заводом (Россия), Киевским заводом аналитического приборостроения (Украина), Opton (Германия), Atago (Япония), Bellingham Stanley (Англия), Schmidt & Haensch (Германия), PZO (Польша), и др.

Наиболее распространенными в отечественной лабораторной практике рефрактометрами Аббе являются рефрактометры, выпускаемые Казанским оптико-механическим заводом (КОМЗ), типов ИРФ-454, ИРФ-454Б, ИРФ-454Б2М, более ранние модели ИРФ-456 (Карат-МТ), ИРФ-22, ИРФ-23, а также рефрактометры типа УРЛ Кировоградского завода «Автоматика», РЛ Киевского завода аналитического приборостроения (КЗАП) и др.

Среди них, пожалуй, наиболее широко распространенными, хотя и не самыми современными, являются рефрактометры типа УРЛ и серия рефрактометров ИРФ-454, в частности, рефрактометр ИРФ-454Б2М (рис. 13.8). Рефрактометр ИРФ-454Б2М имеет расширенный диапазон измерений показателя преломления n_D : 1,2–2,0, а также вторую шкалу для определения содержания сухих веществ по сахарозе (% Brix — далее будем придерживаться такого общепринятого международного обозначения этой шкалы) в интервале 0–95 % в соответствии с международной шкалой ICUMSA-74. О соответствии этих шкал одна другой будет сказано ниже в разделе об автоматических рефрактометрах.

Пределы допускаемой абсолютной погрешности измерений рефрактометра ИРФ-454Б2М:

- по шкале показателей преломления n_D $\pm 1 \cdot 10^{-4}$;
- по шкале сухих веществ по сахарозе, % Brix $\pm 0,1$ %;
- по средней дисперсии ($n_F - n_C$) показателя преломления ... $\pm 2 \cdot 10^{-4}$.

Сходимость показаний:

- по шкале показателей преломления n_D $\pm 1 \cdot 10^{-4}$;
- по шкале сухих веществ по сахарозе, % Brix $\pm 0,1 \%$.

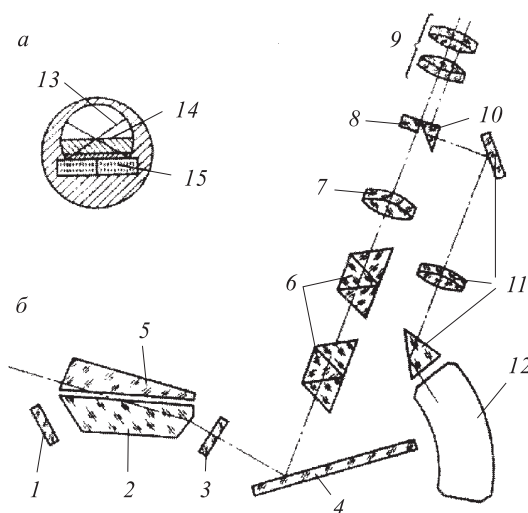


Рис. 13.8. Поле зрения (а) и оптическая схема (б) рефрактометра Аббе типа ИРФ-454-Б2М: 1 — зеркало осветителя для работы в отраженном свете; 2 — измерительная призма; 3 — защитное стекло; 4 — зеркало наведения, соединенное с отсчетной системой; 5 — осветительная призма; 6 — компенсатор дисперсии (две призмы Амичи); 7 — объектив зрительной трубы; 8 — сетка с перекрестием; 9 — окуляр; 10 — призма со штрихом для отсчета; 11 — проекционная система шкалы; 12 — отсчетная шкала; 13 — перекрестие; 14 — граница между светлой и темной частью поля зрения; 15 — изображение отсчетной шкалы рефрактометра

Погружные и ручные рефрактометры. Погружные рефрактометры (рис. 13.9, 13.10) — наиболее универсальные и точные из рассматриваемых в этом параграфе рефрактометров. Впервые погружной рефрактометр был

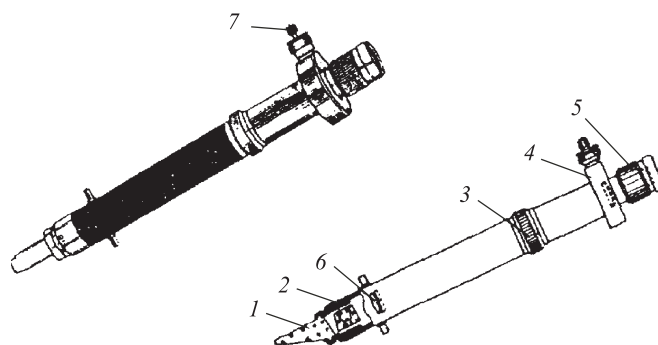


Рис. 13.9. Внешний вид и основные детали погружного рефрактометра: 1 — призма; 2 — компенсатор (призма Амичи); 3 — кольцо компенсатора; 4 — шкала; 5 — окуляр; 6 — объектив; 7 — барабан микрометрического винта

сконструирован на рубеже XIX и XX вв. Пульфрихом и доведен до его современного вида Лёве.

Именно рефрактометры этого типа широко применяются в медицине для определения белка в сыворотке, в химических лабораториях для количественного определения кислот, солей и оснований, в океанографических институтах для исследования морской воды, на пивоваренных, винокуренных и спиртовых заводах для определения спирта и экстракта в пиве, водках, ликерах и т. д.

Измерительная призма погружного рефрактометра имеет вид косо срезанного цилиндра и во время работы погружается в стакан с исследуемой жидкостью — отсюда название прибора. Связанное с этим значительное увеличение объема образца в ряде случаев (например, в производственных условиях) не имеет значения. Зато удаление осветительной призмы позволяет строго соблюсти условие наблюдения предельного луча, и граница светотени получается более резкой, что способствует снижению погрешности измерений до $2 \cdot 10^{-5}$.

Среди отечественных погружных рефрактометров можно выделить рефрактометр ИРФ-451 производства КОМЗ. Набор из десяти сменных измерительных призм позволяет проводить измерения показателя преломления n_D в диапазоне 1,3254–1,6470. При этом абсолютная погрешность измерения показателя преломления на этом рефрактометре составляет $\pm 2 \cdot 10^{-5}$.

Широкое применение рефрактометрических методов анализа для контроля технологических процессов сахарной, масло-жировой, ликеро-водочной, пищевой промышленности, а также в сельском хозяйстве для контроля качества и зрелости плодов, овощей и семян масличных растений привело к созданию многочисленных образцов упрощенных рефрактометров, так называемых **ручных рефрактометров**, практически не имеющих подвижных деталей.

Эти рефрактометры относительно дешевы и надежны в работе, но рассчитаны на измерение показателей преломления в узких пределах, применитель-

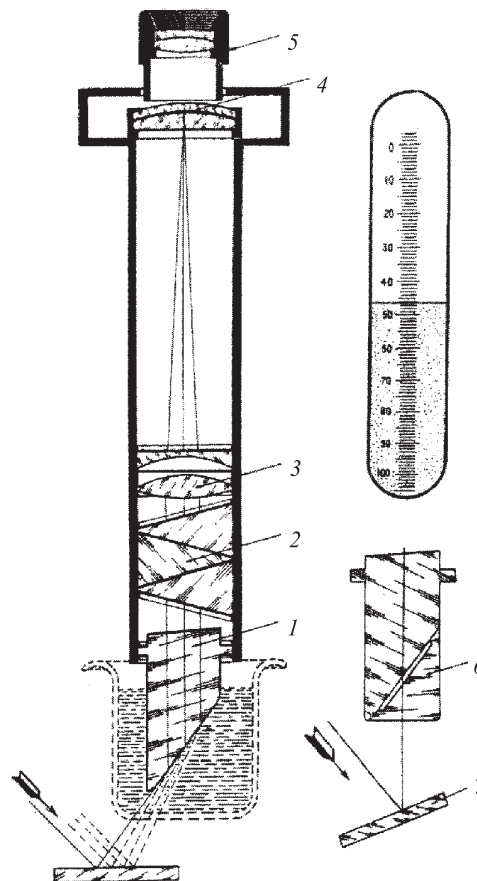


Рис. 13.10. Оптическая схема и поле зрения со шкалой погружного рефрактометра ИРФ-451: 1 — измерительная погружная призма; 2 — компенсатор дисперсии; 3 — объектив; 4 — измерительная шкала; 5 — окуляр; 6 — вспомогательная призма для измерения малых проб вещества; 7 — зеркало

но к конкретным анализируемым промышленным продуктам. Так, существуют специальные рефрактометры для пищевых жиров и масел («масляный» рефрактометр), для эфирных растворов жиров, для определения содержания сухих веществ по сахарозе в соке сахарной свеклы, для определения концентрации сахарных растворов, фруктовых и овощных пюре и соков непосредственно у рабочего места, для анализа состава солей, крахмала, моющих средств, белковых сывороток и т. д. и т. п.

Схематическое изображение ручного рефрактометра приведено на рис. 13.11.

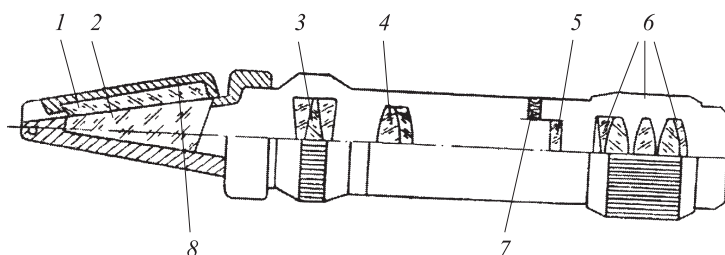


Рис. 13.11. Схематическое изображение ручного рефрактометра: 1 — осветительная призма; 2 — измерительная призма; 3 — компенсатор дисперсии; 4 — объектив; 5 — шкала; 6 — окуляр; 7 — винт для настройки нуля показаний по дистиллированной воде; 8 — крышка

Ручной рефрактометр представляет собой измерительный блок Аббе, неподвижно соединенный со зрительной трубой, имеющей в фокальной плоскости окуляра равномерную стеклянную прозрачную шкалу. Основными составными частями ручных рефрактометров являются камера с измерительной и осветительной призмами (блок Аббе), компенсатор дисперсии и зрительная труба с объективом для наблюдения границы раздела и отсчета показаний по шкале рефрактометра

Ручные рефрактометры могут быть снабжены как двумя шкалами для измерения показателя преломления n_D и для измерения содержания сухих веществ по сахарозе % Brix, так и одной из этих шкал в том или ином диапазоне показателей преломления или % Brix. Абсолютная погрешность рефрактометров этого типа в зависимости от конкретной конструкции и назначения составляет:

- по шкале показателя преломления $2-5 \cdot 10^{-4}$;
- по шкале сухих веществ, % Brix 0,1–0,5.

Ручные рефрактометры работают в проходящем свете. Исследуемая жидкость помещается между осветительной (1, рис. 13.11) и измерительной призмами 2. Рефрактометр держится в руках и направляется концом с призмами на источник освещения, а другой конец рефрактометра с окуляром подносится к глазу оператора. При прохождении света через исследуемую жидкость, вследствие явления полного внутреннего отражения на границе раздела исследуемой жидкости и измерительной призмы, преломленный луч проходит через измерительную призму, далее через компенсатор дисперсии 3 и попадает в окуляр 4. Объектив проецирует светлое и темное поля зрения с границей раздела на шкалу 5, причем положение границы раздела соответствует значению показателя преломления исследуемой жидкости. Через окуляр 6 оператор наблюдает границу раздела на фоне измерительной

шкалы рефрактометра, т.е. считывается показание, соответствующее показателю преломления измеряемой жидкости.

Ручные рефрактометры выпускаются различными фирмами. Среди зарубежных изготовителей наиболее надежной и удобной в работе является целая гамма ручных рефрактометров, выпускаемых японской фирмой Atago. Неплохие ручные рефрактометры типа РР1 (диапазон по шкале сухих веществ от 0 до 35 %), РР-2 (15–50 %), РР-3 (40–75 %) изготавливают на Украине (КЗАП). Рефрактометры этого типа имеют предел допускаемой абсолютной погрешности по шкале % Brix $\pm 0,2$ %.

Автоматические цифровые рефрактометры. В практике зарубежной и отечественной рефрактометрии все чаще стали использоваться автоматические цифровые рефрактометры, предназначенные для измерения показателя преломления n_D жидких сред на длине волны желтой спектральной линии D натрия 589,3 нм и для определения содержания сухих веществ по сахарозе (% Brix) в растворах в соответствии с международной шкалой ICUMSA-74 (ISO 2173-78, ГОСТ 28562-90).

В табл. 13.2 приведено соответствие между двумя шкалами: шкалой показателя преломления n_D и шкалой содержания сухих веществ по сахарозе % Brix (ГОСТ 28562-90 и ISO 2173-1978).

Принцип действия рефрактометров этого типа основан на явлении полного внутреннего отражения при отражении света от границы раздела двух сред с различными показателями преломления: измерительной призмы рефрактометра, изготавливаемой, как правило, из искусственного сапфира, и измеряемой жидкой среды. В рефрактометрах этого типа нет осветительной призмы, а также нет измерительной призмы традиционного вида, как это имеет место в рефрактометрах Аббе или Пульфриха.

Модели цифровых автоматических рефрактометров отличаются той или иной степенью автоматизации, но, как правило, имеют две шкалы измерения: шкалу показателя преломления n_D и шкалу содержания сухих веществ % Brix. Кроме того, в рефрактометрах почти всегда имеется режим температурной стабилизации (ТС), когда измеряемые величины n_D и (или) % Brix приводятся к 20 °С или любой другой температуре.

Рассмотрим схему действия цифрового автоматического рефрактометра на примере наиболее совершенных современных рефрактометров серии RE типов RE20 B, RE40, RE50, выпускаемых фирмой Mettler-Toledo (Швейцария) (рис. 13.12).

Рефрактометр состоит из металлического корпуса, внутри которого смонтированы:

- осветительный блок, включающий источник света (светодиод), поляризационный фильтр, интерференционный светофильтр с длиной волны 589,3 нм, систему линз;
- измерительная кювета с измерительной сапфировой призмой и встроенными платиновыми датчиками температуры Pt 1000 для измерения температуры на границе сред;
- регистрирующий блок, состоящий из системы линз и оптического ПЗС-датчика, регистрирующего положение границы света и тени отраженного луча света.

Кюветное отделение рефрактометров серии RE, как и практически всех типов цифровых автоматических рефрактометров, имеет вид пологой метал-

Таблица 13.2. Показатель преломления n_D и соответствующие значения % Brix по шкале содержания сухих веществ по сахарозе (шкала ICUMSA-74)

Показатель преломления	Содержание сухих веществ по сахарозе	Показатель преломления	Содержание сухих веществ по сахарозе	Показатель преломления	Содержание сухих веществ по сахарозе
n_D^{20}	% Brix	n_D^{20}	% Brix	n_D^{20}	% Brix
1,3330	0	1,3793	29	1,4374	58
1,3344	1	1,3811	30	1,4397	59
1,3359	2	1,3829	31	1,4419	60
1,3373	3	1,3847	32	1,4442	61
1,3388	4	1,3865	33	1,4465	62
1,3403	5	1,3883	34	1,4488	63
1,3418	6	1,3902	35	1,4511	64
1,3433	7	1,3920	36	1,4535	65
1,3448	8	1,3939	37	1,4558	66
1,3463	9	1,3958	38	1,4582	67
1,3478	10	1,3978	39	1,4606	68
1,3494	11	1,3997	40	1,4630	69
1,3509	12	1,4016	41	1,4654	70
1,3525	13	1,4036	42	1,4679	71
1,3541	14	1,4056	43	1,4703	72
1,3557	15	1,4076	44	1,4723	73
1,3573	16	1,4096	45	1,4753	74
1,3589	17	1,4117	46	1,4778	75
1,3605	18	1,4137	47	1,4803	76
1,3622	19	1,4158	48	1,4829	77
1,3638	20	1,4179	49	1,4854	78
1,3655	21	1,4201	50	1,4880	79
1,3672	22	1,4222	51	1,4906	80
1,3689	23	1,4243	52	1,4933	81
1,3706	24	1,4265	53	1,4959	82
1,3723	25	1,4286	54	1,4985	83
1,3740	26	1,4308	55	1,5012	84
1,3758	27	1,4330	56	1,5039	85
1,3775	28	1,4352	57		

лической воронки, на дне которой вмонтирована сапфировая измерительная призма (рис. 13.13).

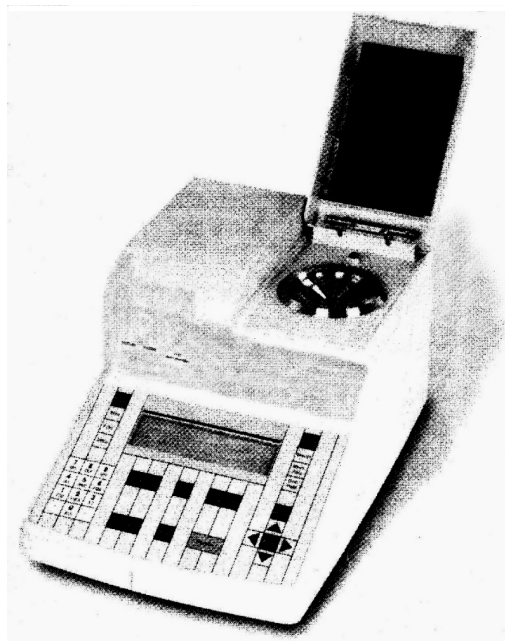


Рис. 13.12. Общий вид рефрактометра серии RE фирмы Mettler-Toledo

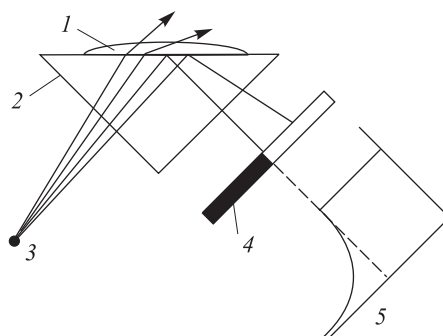


Рис. 13.13. Упрощенная принципиальная схема цифрового автоматического рефрактометра: 1 — измеряемая жидкость; 2 — сапфировая измерительная призма; 3 — источник излучения; 4 — регистрирующий блок (приемник излучения); 5 — диаграмма освещения измерительной ячейки приемника излучения

Проба исследуемой жидкости объемом от 0,2 до 1,0 мл помещается в измерительную кювету на поверхность измерительной призмы рефрактометра. При освещении кюветы образуется граница света и тени, положение которой соответствует предельному углу преломления системы двух сред: **призма—измеряемая жидкость**.

Калибровка рефрактометров может проводиться по жидкостям с известным показателем преломления (например, дистиллированная вода) перед началом измерений.

Выходной сигнал оптического датчика с учетом данных калибровки и данных о температуре обрабатывается микропроцессором. На двухстрочный (четырёхстрочный для рефрактометра типа RE50) жидкокристаллический дисплей выводятся значения показателя преломления n_D или концентрации сухих веществ по сахарозе (% Brix), а также текущее значение температуры измеряемой пробы на границе сред и другие данные.

В рефрактометрах этой серии, помимо шкал показателя преломления n_D или концентрации сухих веществ по сахарозе (% Brix), возможно использование других шкал для определения концентрации веществ по измеренному значению показателя преломления (например, ацетон, пропиленгликоль, глицерин и др.) путем введения данных в микро-ЭВМ с прилагаемых кассет, с помощью табличных данных или данных измерений стандартных растворов.

Рефрактометры серии RE имеют современный дизайн, большое количество встроенных в память микро-ЭВМ алгоритмов измерений. Гибкое программное обеспечение предусматривает периодический, начиная от ежедневного, контроль точности измерений, сохранение, обработку и защиту результатов измерений. Имеется возможность одновременного подключения принтера, компьютера, считывателя штрих-кодов или другого оборудования через 3 разъема интерфейсов RS232C.

Основные технические характеристики рефрактометров серии RE производства фирмы Mettler-Toledo приведены в табл. 13.3.

Цифровые автоматические рефрактометры выпускаются за рубежом многими фирмами. Можно назвать следующие, наиболее распространенные модели рефрактометров: GPR 11–37 фирмы Index Instruments (Англия), серия рефрактометров RFM фирмы Bellingham Stanley (Англия), серия рефрактометров ATR фирмы Schmidt & Haensch (Германия), RX 5000 японской фирмы Atago и т. д.

Несмотря на сравнительно большую стоимость рефрактометров этого типа, испытательные и исследовательские лаборатории как у нас в стране, так и за рубежом, оснащаются этим современными средствами измерений, имеющими метрологические характеристики не хуже, а в ряде случаев даже лучше, чем традиционные типы рефрактометров. В эксплуатации цифровые автоматические рефрактометры имеют целый ряд преимуществ перед другими типами рефрактометров, а именно: удобство в пользовании, выражающееся в отсутствии субъективизма при настройке компенсатора дисперсии и при настройке границы темного и светлого полей зрения на перекрестье окуляра; отсутствие подвижных перестраиваемых деталей; наличие режима температурной стабилизации; цифровая индикация результата измерения; возможность запоминания результатов измерений, их статистическая обработка и т. д.

13.3. Поверка рефрактометров

В международных рекомендациях МОЗМ МР № 108 и стандарте ISO 2173-1978, а также в ГОСТ 28562-90 приведены основные технические требования, предъявляемые к рефрактометрам, используемым при проведении определения содержания растворимых сухих веществ по сахарозе в продуктах перера-

Таблица 13.3. Основные технические характеристики рефрактометров серии RE производства фирмы Mettler-Toledo

	Тип рефрактометра		
	RE20B	RE40	RE50
1. Диапазоны измерений: — показателя преломления n_D ; — содержания сахарозы, % Brix	— 0–100	1,32–1,70 0–100	1,32–1,58 0–100
2. Предел допускаемой абсолютной погрешности при измерении: — показателя преломления n_D — содержания сахарозы, % Brix	— $\pm 0,03$	$\pm 1 \cdot 10^{-4}$ $\pm 0,1$	$\pm 5 \cdot 10^{-5}$ в диапазоне 1,32–1,40 n_D , $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ в диапазоне 1,40–1,58 n_D , $\pm 0,03$
3. Воспроизводимость показаний: — показателя преломления n_D ; — содержания сахарозы, % Brix	— $\pm 0,01$	$\pm 1 \cdot 10^{-4}$ $\pm 0,1$	$\pm 1 \cdot 10^{-5}$ $\pm 0,01$
4. Рабочий диапазон температур, °C	5–35	5–35	5–35
5. Термостатирование	Нет	15–70	15–50
6. Диапазон температурной компенсации показаний, °C	15–40	10–40	10–40
7. Среднее время одного измерения, с	15	15	15

ботки плодов и овощей. Аналогичные требования предъявляются к рефрактометрам, используемым в других сферах производства.

В соответствии с этим в настоящее время в России действует **Государственная поверочная схема для средств измерений показателя преломления твердых и жидких прозрачных веществ** МИ 2129-91, устанавливающая порядок передачи размера единицы показателя преломления от государственного первичного эталона единицы показателя преломления при помощи вторичных эталонов и эталонных средств измерений рабочим средствам измерений с указанием погрешностей и основных методов поверки. На конкретные типы приборов действуют методики поверки рефрактометров МИ 1574-86, Инструкция 279-69 и др.

Основные метрологические параметры, которые проверяются при поверке практически всех типов рефрактометров:

- погрешность при измерении показателя преломления n_D ;
- сходимость показаний рефрактометра.

Помимо этих основных метрологических параметров, в зависимости от типа поверяемого рефрактометра, проводится проверка качества поля зрения и границы светотени, проверка компенсатора дисперсии, определение пределов диоптрийной наводки окуляра и т. д.

Поверку рефрактометров проводят с помощью эталонных мер показателя преломления: наборов стеклянных рефрактометрических пластин, призм или рефрактометрических жидкостей, в соответствии с поверочной схемой МИ 2129-91 поверенных по показателю преломления в диапазоне n_D 1,20–1,94

с погрешностью не более $\pm 2 \cdot 10^{-5} n_D$ для рефрактометрических пластин, $\pm 2,5 \cdot 10^{-5} n_D^{\text{эф}}$ для рефрактометрических призм. О составе и проверке наборов рефрактометрических жидкостей, используемых для проверки автоматических жидкостных рефрактометров, будет сказано ниже.

В России эталонные (образцовые) наборы стеклянных мер показателей преломления типа ОНМПП (образцовый набор мер показателя преломления), а именно наборы рефрактометрических призм ОНМПП1 и рефрактометрических пластин ОНМПП2 и ОНМПП3, выпускает завод «Эталон» (г. Воронеж). В табл. 13.4 приведены технические характеристики этих наборов.

Эффективный показатель преломления $n_D^{\text{эф}}$ рефрактометрических призм набора ОНМПП1 с преломляющим углом α и показателем преломления материала стекла n_D определяется по формуле

$$n_D^{\text{эф}} = n_D \sin \left(\alpha + \arcsin \frac{1}{n_D} \right). \quad (13.9)$$

Использование для проверки рефрактометров, в диапазоне показателей преломления 1,20–1,45, призм с острым углом преломления α (рис. 13.14) свя-

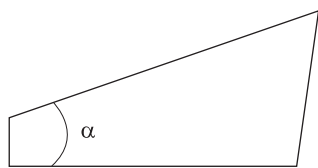


Рис. 13.14. Остроугольная рефрактометрическая призма с углом преломления α для проверки рефрактометров в диапазоне показателей преломления 1,20–1,45

зано с тем, что оптических стекол, имеющих на длине волны линии D натрия 589,3 нм показатель преломления материала стекла менее 1,40, не существует. Поэтому для проверки используют не прямоугольные рефрактометрические пластины, а остроугольные призмы, имеющие показатель преломления материала стекла 1,53 (стекло К8) и 1,65 (стекло ТК21), а также имеющие различные углы преломления α от 14° до 24° (см. табл. 13.4).

Эффективное значение показателя преломления $n_D^{\text{эф}}$ остроугольной призмы равно показателю преломления n_D такой рефрактометрической пластины (прямоугольной призмы), при измерении ко-

торой на рефрактометре получают положение границы светотени такое же, что и при установке призмы с эффективным показателем преломления $n_D^{\text{эф}}$.

Перед началом проверки рефрактометр необходимо установить на начальные показания по дистиллированной воде ($n_D = 1,33299$, % Brix = 0), соответствующие температуре $20,0^\circ\text{C}$. Значения показателя преломления и % Brix дистиллированной воды в широком интервале температур приведены в табл. 13.5. При этом при измерении показателя преломления n_D дистиллированной воды на рефрактометре необходимо установить показание в соответствии с табл. 13.5, пользуясь инструкциями по эксплуатации прибора и инструкцией 279–66 по проверке визуальных рефрактометров.

Большое внимание при проверке рефрактометров должно уделяться температурному режиму, при котором проводится проверка. Как правило, это температура $(20,0 \pm 0,1)^\circ\text{C}$. Подобная температурная стабильность достигается путем термостатирования измерительной ячейки рефрактометра с помощью «водяной бани», которой могут снабжаться рефрактометры Аббе, или же путем проведения проверки в лабораторном помещении, в котором обеспе-

Таблица 13.4. Основные технические данные эталонных (образцовых) наборов мер показателей преломления ОНМПП 1–3, используемых для поверки рефрактометров

Тип набора	Диапазон показателей преломления n_D ($n_D^{\text{эф}}$)	Предел допускаемой абсолютной погрешности	Тип стекла мер набора	Преломляющий угол α призм набора ОНМПП1	Размер мер набора, мм ³
ОНМПП1 (призмы)	1,25–1,45	$\pm 2,5 \cdot 10^{-5}$	K8 K8 K8 TK21 TK21 TK21	$14^\circ 16' \pm 5'$ $17^\circ 09' \pm 5'$ $20^\circ 16' \pm 5'$ $18^\circ 50' \pm 5'$ $21^\circ 25' \pm 5'$ $24^\circ 10' \pm 5'$	—
ОНМПП2 (пластины)	1,45–1,65	$\pm 2,0 \cdot 10^{-5}$	ЛК6 КФ6 ЛФ10 TK23 TK20 TK21	—	$30 \times 10 \times 8$
ОНМПП3 (пластины)	1,65–2,05	$\pm 2,0 \cdot 10^{-5}$	TK21 ТФ2 ТФ3 ТФ5 ТФ10 СТФ11	—	$32 \times 9 \times 11$

чивается постоянная температура в соответствии с требованиями методики поверки конкретного рефрактометра.

При проведении поверки эталонную стеклянную призму или пластину тщательно притирают одной полированной гранью через каплю иммерсионной жидкости к полированной поверхности измерительной призмы рефрактометра, чтобы между призмами наблюдалось не более двух интерференционных полос, параллельных преломляющему ребру призмы. Эти полосы наблюдают непосредственно через призму или пластину.

В качестве иммерсионных жидкостей применяются:

- для эталонных пластин (призм) с $n_D < 1,66$ — α -бромнафталин с показателем преломления $n_D = 1,66$;
- для эталонных пластин с $1,66 < n_D < 1,74$ — йодистый метилен с показателем преломления $n_D = 1,74$;
- для эталонных пластин с $n_D > 1,74$ — йодистый метилен, насыщенный серой, с показателем преломления $n_D = 1,78$.

Погрешность рефрактометра при поверке определяется как разность между средним арифметическим результатов трех измерений и действительным значением измеряемого показателя преломления n_D ($n_D^{\text{эф}}$) эталонной меры. При поверке рефрактометра необходимо провести измерения по крайней мере двух мер, значения показателя преломления которых лежат в середине и в конце диапазона измерений рефрактометра.

Для проверки погрешности шкалы сухих веществ по сахарозе % Brix значение показателя преломления эталонной меры необходимо перевести в значение указанной шкалы в соответствии со шкалой ICUMSA (см. табл. 13.2).

Определение сходимости показаний поверяемого рефрактометра производится путем определения наибольшей разности между повторными показани-

Таблица 13.5. Температурная зависимость показателя преломления n_D и % Brix для дистиллированной воды на длине волны спектральной желтой линии D натрия 589,3 нм в диапазоне температур 1–60 °C

$T, ^\circ\text{C}$	n_D	% Brix	$T, ^\circ\text{C}$	n_D	% Brix
1	1,33395	0,67	31	1,33182	–0,83
2	1,33394	0,66	32	1,33170	–0,91
3	1,33393	0,65	33	1,33157	–1,00
4	1,33391	0,64	34	1,33144	–1,10
5	1,33388	0,63	35	1,33131	–1,19
6	1,33385	0,61	36	1,33117	–1,29
7	1,33382	0,59	37	1,33104	–1,38
8	1,33378	0,57	38	1,33090	–1,48
9	1,33374	0,55	39	1,33075	–1,59
10	1,33369	0,53	40	1,33061	–1,69
11	1,33364	0,49	41	1,33046	–1,78
12	1,33358	0,44	42	1,33031	–1,87
13	1,33352	0,40	43	1,33016	–1,96
14	1,33346	0,34	44	1,33001	–2,05
15	1,33339	0,29	45	1,32985	–2,15
16	1,33331	0,24	46	1,32969	–2,25
17	1,33324	0,18	47	1,32953	–2,35
18	1,33316	0,12	48	1,32937	–2,45
19	1,33307	0,06	49	1,32920	–2,55
20	1,33299	0	50	1,32904	–2,65
21	1,33290	–0,06	51	1,32887	–2,75
22	1,33280	–0,13	52	1,32870	–2,85
23	1,33271	–0,20	53	1,32852	–2,96
24	1,33261	–0,27	54	1,32835	–3,06
25	1,33250	–0,34	55	1,32817	–3,17
26	1,33240	–0,42	56	1,32799	–3,28
27	1,33229	–0,50	57	1,32781	–3,39
28	1,33217	–0,58	58	1,32762	–3,50
29	1,33206	–0,66	59	1,32744	–3,61
30	1,33194	–0,74	60	1,32725	–3,72

ями, соответствующими одному и тому же значению измеряемого показателя преломления эталонной призмы или пластины при неизменных внешних условиях, путем установления разности между наибольшим и наименьшим значениями пяти измерений, полученных при измерении одной и той же эталонной меры показателя преломления. Сходимость показаний рефрактометра, как правило, определяют в трех точках его шкалы.

Измеренное значение сходимости показаний рефрактометра не должно быть более половины предела допускаемой абсолютной погрешности измерения рефрактометра.

Поверка автоматических цифровых рефрактометров вследствие их конструктивных особенностей не может быть проведена с помощью традиционных стеклянных мер показателей преломления рефрактометрических пластин или призм. Для их поверки используются наборы жидких прозрачных мер показателя преломления, а именно, поверенные наборы специальных препаратов стабильных углеводородов и галогенпроизводных. О поверке этих мер показателя преломления сказано в следующем параграфе.

13.4. Установка для поверки твердых и жидких прозрачных мер показателя преломления

В группе поверки оптико-физических средств измерений Ростест-Москва на базе гониометра-спектрометра ГС-2 создана установка, позволяющая проводить поверку твердых стеклянных мер показателя преломления — эталонных рефрактометрических призм, используемых для поверки рабочих средств измерений — рефрактометров типа Аббе, Пульфриха и др. Кроме того, на установке возможно проведение поверки жидких мер показателя преломления, эталонных рефрактометрических жидкостей, используемых для поверки и калибровки жидкостных автоматических рефрактометров, все более широко используемых в лабораторной практике. По своим точностным характеристикам установка удовлетворяет **Государственной поверочной схеме для средств измерений показателя преломления твердых и жидких прозрачных веществ МИ 2129-91**.

Диапазон измерения показателя преломления n_D на установке на длине волны желтой линии D натрия 589,3 нм составляет 1,2–2,0, предел допускаемой абсолютной погрешности измерения показателя преломления не превышает $\pm(2)–(3) \cdot 10^{-5}$.

Измерение преломляющих углов стеклянных рефрактометрических призм проводится на гониометре-спектрометре ГС-2 в соответствии с ГОСТ 28869-90. Измерения проводятся классическим методом наименьшего отклонения (метод Фраунгофера), основанным на измерении преломляющего угла Θ рефрактометрической призмы автоколлимационным способом и угла наименьшего отклонения ε выходного луча (рис. 13.15) на длине волны 589,3 нм. Показатель преломления материала призмы n_D

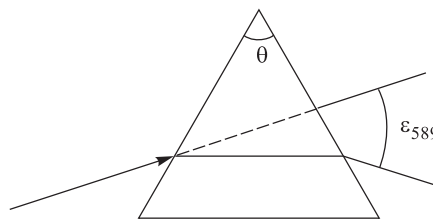


Рис. 13.15. Оптическая схема метода наименьшего отклонения луча при измерении показателя преломления

рассчитывается по формуле

$$n_D = \frac{\sin [(\Theta + \varepsilon)/2]}{\sin (\varepsilon/2)}. \quad (13.10)$$

Подобный метод расчета показателя преломления справедлив для прямоугольных призм с углом преломления около 90° , изготавливаемых из стекла различных марок и используемых для поверки рабочих средств измерений — рефрактометров типа Аббе, Пульфриха и др.

Как отмечалось выше, в метрологической практике часто используются остроугольные призмы с углами преломления $14^\circ \dots 24^\circ$ (рис. 13.14), изготавливаемые из стекла одной марки, но имеющие один из углов больше $90'$. Для этих призм вводится понятие эффективного показателя преломления $n_D^{\text{эф}}$, рассчитываемого по формуле, идентичной приведенной выше формуле (13.9):

$$n_D^{\text{эф}} = \cos \alpha + \sin \alpha \sqrt{n_D^2 - 1}. \quad (13.11)$$

Требования, предъявляемые к точности измерения углов на гониометр-спектрометре, определяются, главным образом, желаемой точностью измерений показателя преломления, несколько изменяясь в зависимости от избранного варианта метода измерения, призмы и конкретных условий его осуществления: значений углов преломления и показателей преломления. В работе [6] приведены оптимальные условия, необходимые для достижения погрешности $1 \cdot 10^{-5}$ при измерении показателя преломления n_D методом наименьшего отклонения на призме с углом преломления α , близким к 60° (табл. 13.6).

Таблица 13.6. Условия снижения погрешности до уровня $1 \cdot 10^{-5}$ при измерении показателя преломления методом наименьшего отклонения на призме с углом преломления, близким к 60°

Источник погрешностей измерений	Измеряемый показатель преломления n_D			
	1,3	1,5	1,7	1,9
Погрешность измерения преломляющего угла призмы, секунды	5,7	3,3	2,2	1,6
Погрешность измерения угла наименьшего отклонения, секунды	5,6	6,2	8,0	15,0
Максимальное отклонение от плоскостности преломляющих поверхностей призмы, λ — длина волны измерения	$2,7 \cdot \lambda$	$1,4 \cdot \lambda$	$0,8 \cdot \lambda$	$0,4 \cdot \lambda$
Колебания температуры воздуха, $^\circ\text{C}$	8	7	6	6
Колебания атмосферного давления, мм рт. ст.	22	19	16	15
Колебания температуры измеряемого образца, $^\circ\text{C}$:				
— стекла	1–2	1–2	1–2	1–2
— рефрактометрических жидкостей	0,02	0,02	0,02	0,02

Как видно из этого анализа, погрешности, связанные с угловыми измерениями на гониометре, не столь критичны и могут быть сведены к значению, значительно меньшему, чем требуемые 5–15 угловых секунд, поскольку предел допустимой абсолютной погрешности измерения углов на гониометре-спектрометре ГС-2, используемом для измерений, не превышает одной угловой секунды $1,0''$. Значительно более существенны температурные требования к условиям измерений: колебания температуры рефрактометрической призмы или пластины в процессе измерений не должны превышать $1\text{--}2^\circ\text{C}$. Это требование особенно важно при проверке эталонных рефрактометрических жидкостей: колебания температуры измеряемого образца не должны превышать $0,02^\circ\text{C}$.

Для проведения поверки эталонных рефрактометрических жидкостей в установке используется специально изготовленная из стекла К-8 полая угловая кювета с плоскопараллельными окнами и внутренними преломляющими углами около 45° , 60° и 75° . В кювету помещается измеряемая рефрактометрическая жидкость, затем кювета устанавливается на поворотный столик гониометра и проводится измерение показателя преломления жидкости методом наименьшего отклонения. При этом рефрактометрическая жидкость рассматривается как призма с тремя различными углами преломления, в качестве которых выступают внутренние углы полый угловой кюветы (рис. 13.16).

При этом возникают дополнительные источники погрешностей из-за нестрогой плоскопараллельности окон кюветы. Эти погрешности сводятся к нулю и полностью устраняются при проведении численных расчетов показателя преломления жидкости с помощью программы, учитывающей преломление луча при прохождении света через все границы раздела сред: воздух–кювета, кювета–рефрактометрическая жидкость и т. д. Заранее только необходимо ввести в компьютер данные о геометрии внутренних углов полый измерительной кюветы, учитывающие предварительно измеренные на гониометре углы клиновидности плоскопараллельных стенок кюветы.

С помощью такой кюветы проводится поверка эталонных рефрактометрических жидкостей, препаратов стабильных углеводородов и галогенпроизводных: n -гептан, циклогексан, хлористый этилен, четыреххлористый углерод, бензол и α -бромнафталин. В табл. 13.7 приведены полученные результаты измерений показателя преломления n_D и $\% \text{ Br ix}$, при температуре $(20 \pm 0,1)^\circ\text{C}$.

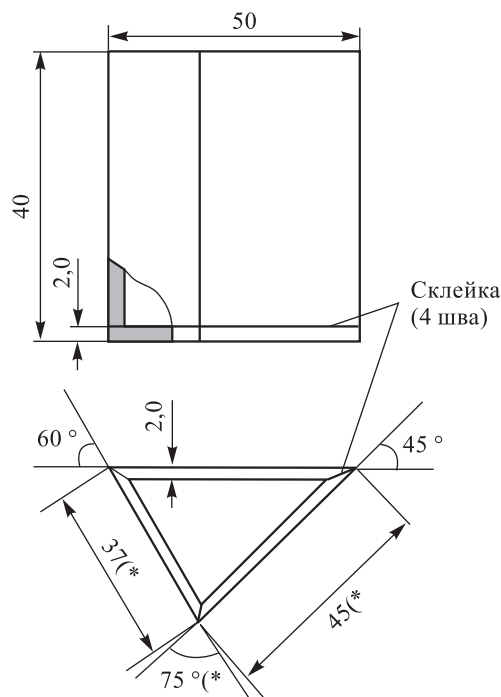


Рис. 13.16. Угловая кювета для измерения показателя преломления жидкостей: (* — размеры для справки; материал: стекло К8

Таким образом, на этой установке можно проводить поверку мер показателя преломления рефрактометрических призм с абсолютной погрешностью не более $\pm 2,5 \cdot 10^{-5}$ и рефрактометрических жидкостей с абсолютной погрешностью не более $\pm 3 \cdot 10^{-5}$. В свою очередь, эти жидкие меры используются для поверки широкого класса рабочих средств измерений — цифровых автоматических рефрактометров различного типа и назначения.

Таблица 13.7. Показатель преломления n_D и % Brix эталонных жидких мер показателя преломления, используемых для поверки автоматических рефрактометров

Название эталонной рефрактометрической жидкости	Показатель преломления n_D на длине волны 589,3 нм при температуре $20,0 \pm 0,1$ °C	Температурный коэффициент показателя преломления $-\Delta n_D / \Delta T$, град ⁻¹	% Brix при температуре $20,0 \pm 0,1$ °C, %	Температурный коэффициент $-\Delta \% \text{ Brix} / \Delta T$, %/град.
Дистиллированная вода	1,332 990	0,000 098	0,00	0,06
<i>n</i> -Гептан	1,387 750	0,000 508	33,68	0,25
Циклогексан	1,426 252	0,000 544	52,88	0,27
Хлористый этилен	1,444 878	0,000 546	61,29	0,27
Четыреххлористый углерод	1,460 230	0,000 588	67,87	0,29
Бензол	1,501 066	0,000 636	83,93	0,32
α -Бромнафталин	1,658 443	0,000 440	—	—
Граница абсолютной погрешности результата измерений n_D и % Brix при доверительной вероятности $P = 0,95$ в соответствии с ГОСТ 8.207-76.	$\pm 0,00003$	—	$\pm 0,02$	—

Глава 14

ЦВЕТ И ЕГО ИЗМЕРЕНИЕ

14.1. Основы восприятия цвета

Что такое цвет, каковы основы его физиологического зрительного восприятия, каким образом измеряется цвет и т. д.? Ответы на эти вопросы будут даны в этой главе. Сведения, представленные здесь, а также иллюстративный материал в основном опираются на материалы ставшей уже классической книги выдающихся специалистов в области цветоведения и колориметрии Дина Джадда и Гюнтера Вышецки «Цвет в науке и технике», выдержавшей за рубежом три издания. Русский перевод этой монографии был опубликован в 1978 году [66] и стал уже библиографической редкостью. Часть данных основана на публикациях Международной комиссии по освещению (МКО), а также на материалах Международной ассоциации по проблемам цвета (AIC-Association Internationale de Couleur), организованной в Вашингтоне еще в 1967 году и объединяющей ученых-колористов более 30 стран. Россия в эту организацию, к сожалению, не входит.

Определение цвета с точки зрения его физиологического восприятия может быть сформулировано следующим образом.

Цвет — характеристика объектов внешнего мира, которая формируется действием на органы зрения человека световых излучений, длины волн которых находятся в диапазоне 380–780 нанометров (нм). Эта характеристика позволяет различать объекты, имеющие одинаковые размеры и форму, но различный спектральный состав собственного или отраженного излучения.

Отметим, что зрительные ощущения различаются как количественно, так и качественно. Количественная характеристика называется **светлотой**, качественная — **цветностью**. С изменением мощности излучения изменяется светлота, а с изменением длины волны излучения — цветность. Представление о них можно получить, поместив одну и ту же окрашенную поверхность на солнечный свет и частично в тень. Обе части будут иметь (отвлекаясь от различия спектрального состава прямого солнечного и рассеянного излучений) одну и ту же цветность, но различную светлоту.

В 1920 году известный физик Е. Шредингер предложил следующее определение цвета, согласно которому **цвет — это свойство спектральных составов излучений, не различаемых человеком визуально.**

Аналогичное определение цвета (в колориметрии) приведено в действующем в настоящее время **ГОСТ 13088-67. Колориметрия. Термины, буквенные обозначения.** Согласно этому ГОСТ «цвет есть аффинная векторная величина трех измерений, выражающая свойство, общее всем спектральным составам излучения, визуально неразличимым в колориметрических условиях наблюдения». Под колориметрическими условиями наблюдения в ГОСТ 13088-67 понимают «физические условия визуального сравнения, в которых любые одинаковые по

спектральному составу излучения неразличимы глазом». Свойство **аффинности** (от латинского *affinis* — родственный) означает, что свойства векторной величины сохраняются при преобразованиях, удовлетворяющих уравнениям следующего вида:

$$x_1 = ax + by + p, \quad y_1 = cx + dy + q \quad (\text{при } ad - bc \neq 0),$$

где x и y — декартовы координаты некоторой точки на плоскости, x_1 и y_1 — новые координаты точки, полученные в результате аффинного преобразования.

Приведенные здесь преобразование — двумерное. Аналогично записываются трехмерные и преобразования более высоких порядков. Всегда детерминант преобразования должен быть ненулевым.

Требования аффинности и трехмерности связаны с физиологическими особенностями зрения человека. Цветовые рецепторы (колбочки) подразделяются на три сорта, каждый из которых имеет максимум чувствительности в своей области спектра. Кроме того, любой цвет можно представить как комбинацию трех основных цветов, поэтому пространство минимальной цветовой размерности — трехмерное.

По мере развития научных знаний и в связи с большой ролью цвета в жизни человека возникла наука о цвете — **цветоведение**. Она включает следующие разделы:

- физика цвета (спектры испускания и отражения, аппаратура и т. п.);
- действие излучения на глаз человека, т. е. физиология зрения;
- психологическое восприятие цвета;
- **метрология цвета или колориметрия**, изучающая методы измерения цвета, способы численного выражения цветов, основы их классификации и т. п.

Закономерности, найденные физикой, физиологией, психологией и метрологией цвета, находят свое применение в технике получения цветных изображений в полиграфической и текстильной промышленности, телевидении и т. д.

Следует отметить, что первые попытки описать цвет не только с эмоциональной и эстетической, но и с научной точки зрения были предприняты еще в начале XVIII века английским физиком, математиком, механиком и астрономом Исааком Ньютоном. Изучая законы преломления света, он пропустил пучок белого солнечного света через трехгранную стеклянную призму. Затем спроецировал его на экран и получил непрерывный спектр излучения, в котором четко были видны семь основных цветов, плавно переходящие один в другой. Длины волн излучений, полученных разложением белого света, для разных цветов имеют следующие значения (в нанометрах, нм):

380–450	 фиолетовый,
450–480	 синий,
480–500	 голубой,
500–560	 зеленый,
560–590	 желтый,
590–620	 оранжевый,
620–780	 красный.

Ньютон подвергал эти излучения различным преобразованиям: преломлению, отражению от различных окрашенных поверхностей. Но все излу-

чения не меняли своего первоначального цвета. Эти цвета однородных или **монохромных** излучений называются **спектральными цветами**. Затем он поставил на пути вышедших из призмы лучей вторую такую же призму, снова собрал их в пучок, который вновь приобрел белый цвет.

Эти опыты позволили установить, что белый цвет представляет собой смесь спектральных цветов, воспринимаемых глазом как излучения разной окраски. Природные излучения в своем большинстве имеют сложный спектральный состав, но все их многообразие — это всевозможные комбинации монохромных излучений. Дальнейшие исследования показали, что белый цвет (и любой другой) можно получить при помощи всего трех монохромных излучений: **красного, зеленого и синего**. Надо только смешать их в определенной пропорции. Именно на этой основе, к примеру, построены все системы синтеза цветов в современных телевизорах.

Эксперименты показали, что непрерывному изменению длины волны соответствует непрерывное изменение цвета. Поэтому деление видимой области спектра от 380 до 780 нм на семь частей, конечно, условно и сложилось исторически.

В XVIII–XIX веках многие научные положения будущей колориметрии были сформулированы М. В. Ломоносовым, Т. Юнгом, Г. Грассманом, Д. Максвеллом, а затем в XX веке Е. Шредингером, Д. Джаддом, Г. Вышецки, А. Кенигом и др. Среди российских ученых второй половины XX века, внесших значительный вклад в развитие колориметрии, как науки, необходимо выделить работы М. М. Гуревича, Н. Д. Ньюберга, Д. А. Шкловера, Н. О. Федорова, С. О. Майзеля, Л. И. Демкиной, Е. Н. Юстовой, Г. Н. Раутиана, Н. И. Сперанской и др.

Таким образом, зная спектральный состав света, воспринимаемого глазом, можно определить цвет предмета. Но обратный процесс с той же легкостью не всегда получается — он неоднозначен. Заранее зная цвет, можно предложить несколько вариантов его спектрального состава. Например, излучение в интервале 560–590 нм — несомненно желтый цвет. Но этот же цвет может быть получен смешением в определенной пропорции двух монохромных цветов: зеленого (546 нм) и красного (700 нм). Если спектральный состав двух цветов одинаков, они называются **изомерными**. Если излучения одного цвета имеют разный спектральный состав, то такие цвета называются **метамерными**.

Для специалиста, занимающегося вопросами воспроизведения цветного изображения, совершенно не важен спектральный состав света, отображаемого образцом. Для него существенно, чтобы копия была действительно красной, а, к примеру, не оранжевой или бордовой.

Теория цветового зрения помогает нам понять, почему участок спектра в пределах 380–780 нм оказывает световое действие и почему мы видим излучения в диапазоне 400–450 нм фиолетовыми, а в диапазоне 450–480 нм — синими и т. п. Сущность теории цветового зрения состоит в том, что светочувствительные нервные окончания, находящиеся в одной из оболочек глаза и называемые фоторецепторами, реагируют только на излучения видимой части спектра [66].

Глаз содержит три группы рецепторов, из которых одна наиболее чувствительна к интервалу длин волн 400–500 нм (синий цвет), другая к интервалу 500–600 нм (зеленый цвет), а третья — к интервалу 600–700 нм (красный цвет). Рецепторы реагируют на излучения в соответствии с их спектральной чув-

ствительностью, а ощущения цветов в мозгу человека возникают в результате комбинации трех реакций каждой из групп рецепторов, вызывая, соответственно, ощущения синего, зеленого или красного цветов. Эти элементарные ощущения называются **основными**.

Таким образом, ощущения цветов в мозгу человека складываются в единое целое, зависящее от соотношения основных ощущений. Например, при преобладании реакций рецепторов, ответственных за возникновение синих сигналов, появляется ощущение синего цвета. Если одновременно преобладают реакции зеленых и красных рецепторов, то возникает ощущение желтого цвета. Так как соотношение интенсивностей основных сигналов определяется спектральным составом излучения и формами спектральных характеристик чувствительности рецепторов, которые частично перекрываются, то излучения различных спектральных составов могут дать одинаковые соотношения интенсивностей сигналов и, следовательно, вызывать ощущения одинаковых цветов.

Зрительный аппарат человека состоит из трех отделов: периферического (собственно глаза), проводникового (зрительного нерва) и центрального (зрительная зона коры головного мозга в затылочной области). Обращаясь к известной схеме строения глаза, вспомним, что светочувствительный слой глаза, называемый сетчаткой (сетчатой оболочкой или ретиной), выстилает внутреннюю поверхность глазного яблока. В сетчатке находятся нервные окончания (рецепторы), в которых происходит начальное преобразование лучистой энергии, приводящее, в конце концов, к возникновению светового ощущения.

В сетчатке находится три слоя нервных клеток — нейронов. Нейроны, наиболее удаленные от внутренней поверхности сетчатки, оканчиваются рецепторами, которые бывают двух видов: длинные и тонкие называются палочками, толстые и короткие — **колбочками**. Палочки обеспечивают черно-белое зрение, колбочки — как черно-белое, так и цветное зрение. Наиболее важная с точки зрения цветовосприятия область сетчатки — это так называемое желтое пятно, расположенное в ее центральной части. Оно окрашено желтым пигментом, предохраняющим рецепторы этой области от чрезмерного возбуждения коротковолновым излучением. Средняя часть желтого пятна углублена и называется центральной ямкой. В ее середине находится область, содержащая только колбочки. Она имеет угловой размер около 2° , что соответствует площади менее 1 мм^2 . Здесь находится около 50 тысяч колбочек, высокая поверхностная концентрация которых обеспечивает большую разрешающую способность и цветовую чувствительность этого участка сетчатки.

С удалением от средней части центральной ямки растет концентрация палочек и уменьшается количество колбочек, приходящихся на единицу площади сетчатки. Кроме того, световая чувствительность палочек и колбочек очень различна. Палочки работают при низкой освещенности и выключаются при высокой. Эти рецепторы обеспечивают так называемое **сумеречное (или ночное) зрение**, когда освещенность невелика. Колбочковое зрение называется **дневным зрением**. При высокой освещенности, когда начинают действовать колбочки, глаз различает цвета и мелкие детали объектов.

Еще со времен М.В. Ломоносова предполагалось, а в середине XX века экспериментально подтверждено, что колбочки неодинаковы по своим спек-

тральным свойствам. Это позволило разделить их на три группы. При возбуждении рецепторов первой группы возникает ощущение сине-фиолетового цвета. Рецепторы этой группы называются синечувствительными. Рецепторы второй группы ответственны за ощущение зеленого цвета. Третья группа обеспечивает ощущение красного. Реальные излучения раздражают колбочки сразу нескольких групп, обеспечивая полноценное цветное зрение.

Глаз имеет наибольшую спектральную чувствительность к излучению с длиной волны 555 нм, а относительно максимальной чувствительности определяются все другие значения этой величины. Этой длине волны соответствует максимум спектральной чувствительности именно колбочкового (дневного) зрения. Аналогичная кривая палочкового (сумеречного) зрения сдвинута в область более коротких длин волн [66] (рис. 14.1). Этот эффект называется **эффектом Пуркине** в честь открывшего его в 1823 году чешского ученого Яна Пуркине.

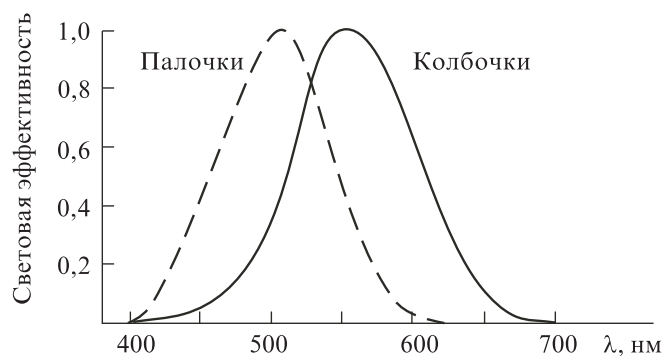


Рис. 14.1. Кривые относительной спектральной чувствительности (световая эффективность) палочек и колбочек глаза человека

Палочковое (сумеречное или ночное) зрение характеризуется на рис. 14.1 кривой, показанной пунктиром. Эта кривая называется функцией ночной световой эффективности и обозначается символом $V'(\lambda)$. Палочки не создают ощущения, например, красного, синего или какого-либо другого цвета. Они обеспечивают нейтральное в цветовом отношении восприятие в виде белого, серого или черного цветов.

Колбочковое (дневное) зрение на рис. 14.1 характеризуется сплошной кривой, называемой функцией дневной световой эффективности, и обозначается символом $V(\lambda)$. Колбочковое зрение, как уже отмечалось выше, обеспечивает не только нейтральное, но и цветное видение, благодаря которому мы можем видеть, например, красные, синие, желтые и вообще все цвета. Отметим, что рис. 14.1 характеризует колбочковое восприятие в отношении только нейтральных свето-теневых цветов.

Характер цветового ощущения находится в связи с распределением чувствительности рецепторов глаза по спектру. Спектральные характеристики рецепторов изучались многими исследователями, начиная с Д. Максвелла и А. Кенига. В настоящее время наиболее надежными считаются характеристики спектральной чувствительности глаза, определенные Е. Н. Юстовой в 1950 году [67].

На рис. 14.2 представлены полученные Е. Н. Юстовой **кривые основных возбуждений** (или физиологические кривые сложения), т. е. графики спектральной чувствительности колбочковых цветоочувствительных рецепторов глаза для углов зрения, равных 2° .

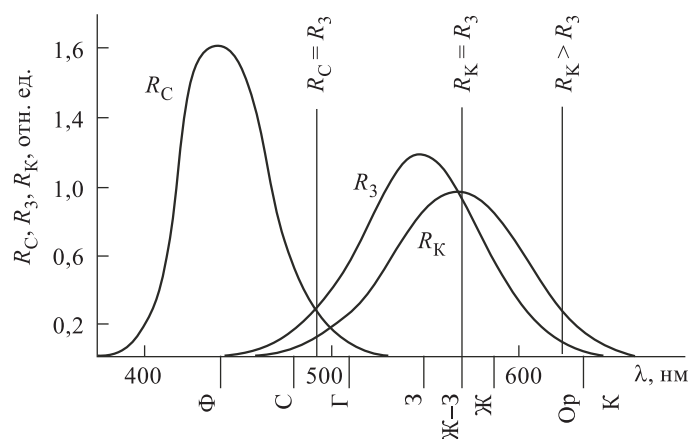


Рис. 14.2. Кривые основных возбуждений (физиологические кривые сложения), соответствующие спектральной чувствительности цветоочувствительных рецепторов глаза человека для углов зрения, равных 2° . На рисунке приняты обозначения цветов по первым буквам их названий: Ф — фиолетовый, С — синий, З — зеленый, К — красный и т. д.

Рисунок показывает, что излучения начала видимой части спектра от 380 нм до 430 нм действуют только на синевосприимчивые колбочки (R_C). Чувствительность остальных рецепторов в этой части спектра крайне мала. Их реакция приводит к ощущению фиолетового цвета (Ф). Чувствительность синевосприимчивых колбочек и, следовательно, интенсивность ощущения в диапазоне 380–430 нм возрастает по мере увеличения длины волны. После 430 нм на излучение реагируют уже зеленовосприимчивые рецепторы ($R_З$). Поэтому цвет постепенно переходит в синий. Затем начинают работать и красновосприимчивые рецепторы (R_K). Цвет постепенно переходит в голубоватосиний, а затем и в голубой (Г). После 530 нм преобладает зеленый цвет, который по мере увеличения длины волны постепенно переходит в желтый (Ж), оранжевый (О-Р) и затем в красный (К) цвет.

При объяснении возникновения того или иного цветового ощущения приходится сравнивать реакции рецепторов разного типа. К примеру, после 650 нм преобладает исключительно красный тон, при этом реакции $R_З$ и R_K находятся в отношении 1 : 10. Сравнение реакции возможно, если установлена их общая мера, с учетом, конечно, того, что реакции рецепторов разного типа качественно различны. При определенном соотношении R_C , $R_З$ и R_K возникает ощущение белого цвета. В этом случае реакции рецепторов всех типов условились считать равными, и они принимаются за единичные. Этот принцип используется не только в теории цветового зрения, но и в колориметрии, а также в теории цветовоспроизведения, где количество красок считается равным, если их наложение дает неокрашенный, так называемый, **ахроматический цвет**.

Ахроматические — это неокрашенные цвета: белый, серый, черный. Они не различаются качественно. Разница в субъективном зрительном ощущении при действии на глаз ахроматических излучений зависит только от уровня раздражения рецепторов. Поэтому ахроматические цвета могут быть заданы одной «психологической» величиной, а именно светлотой.

В свою очередь, **степень отличия (или отдаления) хроматического цвета от ахроматического называется насыщенностью**. В колориметрии за единицу принимается насыщенность цветов спектральных излучений, которые глазом субъективно воспринимаются как самые насыщенные цвета.

Однако светлота и насыщенность недостаточны для полного субъективного определения цвета. Когда говорят «насыщенный красный», то кроме насыщенности упоминают еще и цветовой тон. **Цветовой тон — это еще одна субъективная психофизиологическая характеристика цвета, определяющая его сходство с известным и очевидным цветом, существующим в природе**. Например, синий цвет неба, зеленый цвет листвы, желтый цвет песка и т. д. Цветовой тон определяется рецепторами, дающими наибольшую реакцию.

14.2. Основы цветовых измерений

Мы рассмотрели некоторые моменты, касающиеся природы цветового ощущения, зрительного аппарата, цветового зрения и субъективных характеристик цвета. Они нам понадобятся в дальнейшем для лучшего понимания конкретных вопросов цветовых измерений. Ведь для того, чтобы создать стройную колориметрическую систему измерения цвета, надо учесть субъективизм восприятия цвета, а также формализовать в математической форме свойства зрительной системы глаза человека, перейдя от субъективных характеристик цвета к научному, изложенному языком цифр и формул, строгому математическому описанию. Обратимся теперь непосредственно к рассмотрению основ колориметрии, т. е. метрологии цвета.

Цветовые законы Грассмана. Итак, обращаясь к основным ощущениям, введем по аналогии понятие основных излучений или основных цветов. Иногда в литературе их еще называют **цветовыми стимулами**.

Под основными излучениями или цветами в колориметрии понимаются цвета, подчиняющиеся трем законам аддитивного синтеза цветов, впервые сформулированным в 1853 году немецким ученым Германом Грассманом [66–68].

1. Первый закон Грассмана (закон трехмерности). Любой цвет однозначно выражается тремя цветами, если они линейно независимы, т. е. ни один из них нельзя получить путем сложения двух остальных цветов. Закон утверждает возможность описания цвета с помощью цветовых уравнений.

2. Второй закон Грассмана (закон непрерывности). При непрерывном изменении излучения цвет смеси также меняется непрерывно. Не существует такого цвета, к которому нельзя было бы подобрать бесконечно близкий.

3. Третий закон Грассмана (закон аддитивности). Цвет смеси излучений зависит только от их цветов, а не от их спектрального состава. Отметим, что следствием этого закона является аддитивность цветовых уравнений: если цвета смешиваемых излучений описаны цветовыми уравнениями, то смеси выражаются суммой цветовых уравнений.

Именно на этих законах, как на «трех китах», основывается метрология цвета — колориметрия.

Цветовое пространство RGB и цветовой треугольник rgb. Результаты любых измерений должны быть однозначны и сопоставимы. Это одно из требований метрологии. Для его осуществления необходимо, чтобы условия измерений были определены, приняты за норму. **Совокупность нормированных условий измерений цвета составляет колориметрическую систему.**

Первая колориметрическая система была принята в 1931 году на Восьмой сессии Международной комиссии по освещению (МКО). Она была положена в основу многих международных рекомендаций по колориметрии и национальных стандартов [69–73]. В качестве примеров приведем стандарт Германии DIN 5033 [69], наиболее последовательно и полно излагающий основы колориметрии, а также Публикации МКО [71–73] и т. д. Отметим здесь же, что в отечественной и иностранной литературе вместо МКО часто используется аббревиатура Международной комиссии по освещению CIE по первым буквам французского названия МКО Commission Internationale de l'Eclairage.

Резолюцией МКО 1931 года в качестве трех линейно независимых цветов, лежащих в основе этой колориметрической системы, были выбраны следующие монохроматические излучения красного, зеленого и синего цветов, образующих так называемую **триаду**:

- красное излучение на длине волны 700,0 нм, выделяемое с помощью красного светофильтра из спектра обычной лампы накаливания;
- зеленое излучение на длине волны 546,1 нм, линия *e* в спектре ртути;
- синее излучение на длине волны 435,8 нм, линия *g* в спектре ртути.

В то время лазер еще не был изобретен, и наиболее приемлемым считалось воспроизведение излучения с помощью газосветных ламп, из которых с помощью светофильтров можно было выделить монохроматические излучения определенной длины волны.

Цвета этих излучений были обозначены в соответствии с англоязычными названиями красного, зеленого и синего цветов R, G, B (R — red, G — green, B — blue). Первая колориметрическая система получила название **системы RGB**.

На той же сессии МКО 1931 года одновременно с системой RGB была принята другая система, основные цвета которой были выбраны более насыщенными, чем спектральные. Так как таких цветов в природе не существует (об этом см. ниже), то эта система получила название **системы XYZ**. Эта система была получена искусственно путем пересчета из системы RGB.

Отметим, что система RGB в современной колориметрии используется мало. Однако в дальнейшем рассмотрим ее, так как основы этой системы легко представить, что существенно облегчит понимание принципов колориметрии и преимущества введения цветов системы XYZ.

Выше мы уже отмечали, что цветовая метрика основывается на трех законах Грассмана.

Согласно первому из них любой цвет может быть составлен путем смешения в различной пропорции трех цветов, каждый из которых нельзя получить смешением двух других. Иначе говоря, цвет определяется тремя независимыми переменными, составляющими равенство вида

$$S = R[R] + G[G] + B[B], \quad (14.1)$$

где $[\mathbf{R}]$, $[\mathbf{G}]$, $[\mathbf{B}]$ — единичные количества основных цветов системы измерения; R , G , B — доли единичных основных цветов, обеспечивающие цветное равенство, то есть координаты данного цвета $\mathbf{S}$.

Таким образом, цвет можно характеризовать точкой в пространстве, положение которой задается тремя координатами. Эту точку можно рассматривать, как конец вектора, проведенного из начала координат [66] (рис. 14.3). Здесь цвет $\mathbf{S}$ представлен вектором в векторном пространстве $\mathbf{RGB}$. Цветовые координаты R , G , B представляются проекциями вектора $\mathbf{S}$ на координатные оси $\mathbf{R}$, $\mathbf{G}$, $\mathbf{B}$.

Положение самого цветового вектора в цветовом пространстве и его длина не зависят от выбора основных цветов, а определяются цветностью и яркостью цвета. Направление вектора зависит от соотношения цветовых координат и характеризует **цветность**. Длина вектора зависит от цветовых координат и выражает **яркость**.

Согласно третьему закону Грассмана, цвет смеси излучений зависит только от их цвета, а не от спектрального состава. То есть, если цвета смешиваемых излучений описаны цветовыми уравнениями, то цвет смеси выражается суммой цветовых уравнений. Следовательно, если имеются два цвета $\mathbf{S}_1$ и $\mathbf{S}_2$,

$$\mathbf{S}_1 = R_1[\mathbf{R}] + G_1[\mathbf{G}] + B_1[\mathbf{B}], \quad \mathbf{S}_2 = R_2[\mathbf{R}] + G_2[\mathbf{G}] + B_2[\mathbf{B}],$$

то их сумма описывается уравнением вида

$$\mathbf{S}_3 = (R_1 + R_2)[\mathbf{R}] + (G_1 + G_2)[\mathbf{G}] + (B_1 + B_2)[\mathbf{B}]. \quad (14.2)$$

Таким образом, из законов Грассмана вытекает представление о векторе цвета, три составляющие которого имеют общее начало и разные направления в пространстве. Цвет может быть представлен как диагональ параллелепипеда, построенного на этих составляющих. Совокупность трехмерных векторов цвета составляет **цветовое пространство**. Каждому цвету соответствует лишь один вектор в цветовом пространстве.

В цветовом пространстве в виде вектора можно представить и ахроматические цвета от черного до белого. Это реализуется, когда координаты цвета равны между собой. В этом случае яркость цвета увеличивается по диагонали куба от черного через оттенки серого до белого.

Диагональ этого куба называется **ахроматической осью**. По мере удаления векторов цвета от ахроматической оси увеличивается насыщенность цвета. Соответственно, чем больше значения цветовых координат, тем больше яркость цвета.

Введем теперь понятие **плоскости единичных цветов**. Это плоскость, проходящая через отложенные на осях координаты единичных значений выбранных основных цветов R , G и B (рис. 14.4). Сумма координат единичных цветов (или модуль цвета) равна единице.

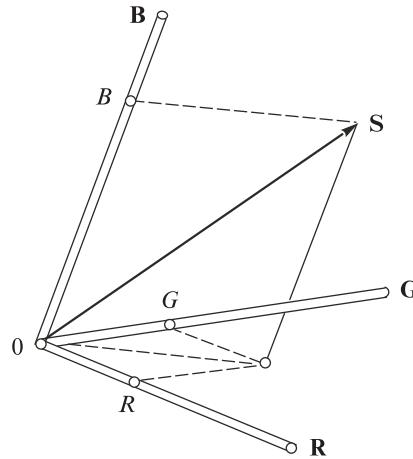


Рис. 14.3. Трехмерная цветовая координатная система RGB

Каждой точке плоскости единичных цветов соответствует след цветового вектора с модулем, равным единице, пронизывающим плоскость в этой точке. Поэтому цветность любого излучения может быть представлена на плоскости единственной точкой. Так, например, точка белого цвета образуется путем пересечения ахроматической оси с плоскостью в точке N .

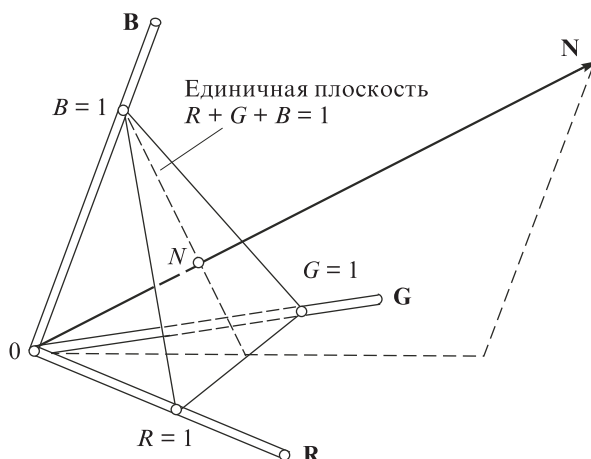


Рис. 14.4. Плоскость единичных цветов и нейтральный цвет N в трехкоординатном цветовом пространстве RGB

Плоскость единичных цветов, пересекаясь с координатными плоскостями, образует треугольник, называемый **цветовым треугольником** или **треугольником цветности**, в вершинах которого находятся точки основных цветов $R = 1$, $G = 1$, $B = 1$.

Теперь может быть сделан очень важный и полезный с практической точки зрения шаг, позволяющий перейти от трехмерного описания цвета к двумерному описанию в прямоугольной системе координат на плоскости.

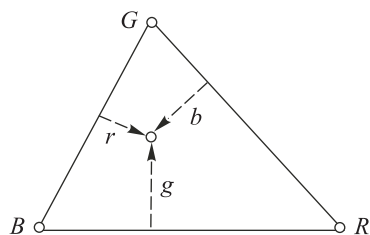


Рис. 14.5. Треугольник цветности rgb или единичная плоскость трехкоординатного цветового пространства RGB. Кривые сложения цветов системы RGB

Оказывается, что для описания цветности не обязательно прибегать к пространственному представлению. Для этого достаточно использовать плоскость треугольника цветности rgb (рис. 14.5).

Углы треугольника цветности на рис. 14.5 представляют собой точки цветности (R) , (G) и (B) основных цветов R , G и B , а точка S образует точку цветности цвета S с координатами цветности r , g и b .

В колориметрии принято координаты цвета обозначать большими буквами, например, R , G , B , а координаты цветности, соответственно, маленькими r , g , b . Термин «цветность» предполагает корреляцию с чувственно воспринимаемой величиной, раньше называвшейся нами ощущением цветности (она объединяла цветовой тон и насыщенность).

Не трудно понять, что координаты цветности r , g , b связаны с координатами цвета R , G , B следующими простыми соотношениями:

$$r = \frac{R}{R + G + B}, \quad g = \frac{G}{R + G + B}, \quad b = \frac{B}{R + G + B}. \quad (14.3)$$

Отсюда следует, что

$$r + g + b = 1. \quad (14.4)$$

Удобство треугольника цветности состоит в том, что однозначное положение точки любой цветности может быть задано только двумя координатами, например, r и g , а третью b можно найти по двум другим, так как сумма координат цветности равна единице.

Таким образом, цвет графически может быть выражен в виде вектора в трехмерном пространстве координат цвета RGB или в виде точки, находящейся внутри треугольника цветности в двумерном пространстве координат цветности rg .

Для дальнейшего понимания вопросов метрологии цвета нам необходимо ввести такое важное понятие, как **кривые или функции сложения цветов**.

Используем для измерения цвета прибор, называемый визуальным колориметром. Измерение цвета этим прибором основано на том, что с помощью трех основных цветов колориметрической системы синтезируется цвет, тождественный измеряемому цвету. Схема такого визуального измерения цвета [67] приведена на рис. 14.6.

Две грани призмы 2, наблюдаемые через диафрагму 1, образуют фотометрическое поле, позволяющее сравнивать цветности и интенсивности падающих на призму световых лучей. На одну половину поля направляется измеряемое излучение S , на другую — основные излучения (стимулы) красного (R), зеленого (G) и синего (B) цветов. Их количества можно регулировать, например, с помощью диафрагм или нейтральных оптических клиньев, как это показано на рис. 14.6.

Наблюдатель видит обе половины поля и изменяет соотношения количеств основных цветов (или стимулов) на той грани, где происходит смешение цветов, так, чтобы визуально уравнивать цвета обеих половин поля зрения. Зная характеристики светорегулирующих устройств (оптических клиньев, показанных на рис. 14.6), при которых достигается визуальное тождество полей, по значениям коэффициентов пропускания находят количества основных цветов красного (R) с длиной волны $\lambda_R = 700,0$ нм, зеленого (G) с длиной волны $\lambda_G = 546,1$ нм и синего (B) с длиной волны $\lambda_B = 435,8$ нм, нужных для синтеза цвета, визуально тождественного измеряемому цвету S .

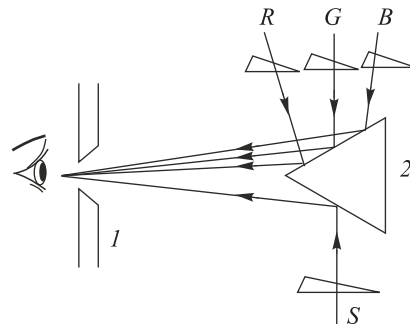


Рис. 14.6. Схема измерения цвета с помощью визуального колориметра: 1 — диафрагма, через которую происходит наблюдение; 2 — призма для сравнения цветности и интенсивности падающих на нее световых лучей

Кроме того, в процессе измерений единицы основных цветов выбираются так, чтобы их **энергетические яркости** соотносились между собой как $L_R : L_G : L_B = 72,1 : 1,4 : 1,0$.

Под **энергетической яркостью** L в точке поверхности и в данном направлении понимают отношение энергетической силы света, создаваемой в данном направлении бесконечно малым элементом поверхности, содержащим указанную точку, к площади ортогональной проекции этого элемента поверхности на плоскость, перпендикулярную данному направлению. В свою очередь, энергетическая сила света источника в некотором направлении есть частное от деления потока излучения, испускаемого точечным источником (или бесконечно малым элементом протяженной поверхности) в бесконечно малый телесный угол, содержащий указанное направление, к величине этого телесного угла.

Выбор единиц основных цветов с такими отношениями энергетических яркостей определяется из экспериментов, в которых цвет смеси единичных количеств основных цветов уравнивается с цветом **равноэнергетического стимула** или **равноэнергетического излучения**. **Равноэнергетический стимул** можно представить себе как аддитивную смесь всех монохроматических излучений, составляющих непрерывный спектр видимой области от 380 до 780 нм, в котором каждый стимул или излучение имеет одну и ту же энергетическую яркость.

Результаты подобного эксперимента представляют собой психофизические данные, которые служат основой для построения теории цветового зрения

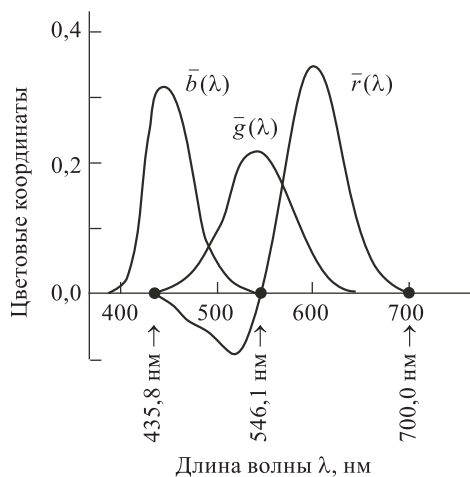


Рис. 14.7. Функции или кривые сложения цветов в колориметрической системе RGB

и создания практического метода измерения цвета с использованием кривых сложения цветов для, так называемого, **среднего стандартного наблюдателя с нормальным цветовым зрением**.

В результате проведения вышеописанного эксперимента были получены кривые или функции сложения цветов $r(\lambda)$, $g(\lambda)$, $b(\lambda)$, представляющие собой функции распределения по спектру цветовых координат монохроматических излучений мощностью в 1 Вт в колориметрической системе RGB [66] (рис. 14.7).

Отметим, что приведенные на рис. 14.7 кривые (функции) сложения относятся к реальным цветам, являются гладкими и непрерывными. Они имеют положительные и отрицательные участки, границы между которыми соответствуют основным цветам: **R** при 700 нм, **G** при 546,1 нм и **B** при 435,8 нм.

Диаграмма цветности rgb . Локус реальных цветов. Перейдем теперь к выражению границ реально существующих и наблюдаемых в природе цветов в терминах треугольника цветности и кривых сложения цветов. Так

как более насыщенных цветов, чем спектральные, в природе не существует, то выражающие их точки цветности будут определять границу между реально существующими цветами и нереальными цветами.

Выберем в треугольнике rgb одну из вершин, например b , за начало координат, отложив значения $r = 1$ и $g = 1$ по горизонтали и вертикали, соответственно [70] (рис. 14.8). Точка B , имеющая координаты $r = 0,333$ и $g = 0,333$, соответствует белому цвету.

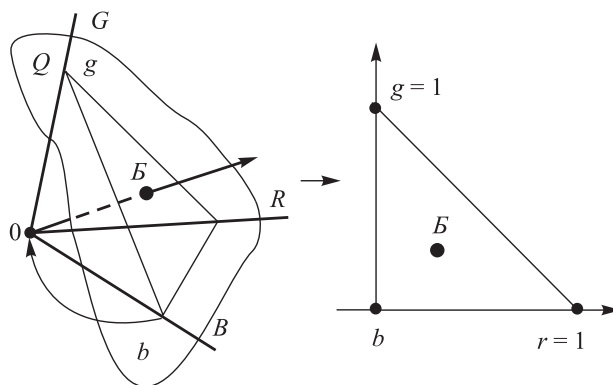


Рис. 14.8. Проецирование треугольника цветности на плоскость rg

Обозначим на треугольнике rgb значения координат цветности, соответствующих спектральным излучениям от 380 до 700 нм. Для этого воспользуемся кривыми сложения цветов, приведенными выше. По их данным определим положение точек, соответствующих координатам цветности монохроматических излучений. Соединив эти точки между собой, получим **линию спектральных цветов**. Эта кривая получается разомкнутой (рис. 14.9).

Ее граничные точки соответствуют максимально насыщенному красному ($\lambda = 700$ нм) и фиолетовому ($\lambda = 380$ нм) цветам. Замкнув концы граничных точек прямой пунктирной линией, получим геометрическое место точек максимально насыщенных пурпурных цветов. Так как пурпурные цвета представляют собой смесь красных и фиолетовых излучений и их в реальном спектре нет, то на пунктирной линии рис. 14.9 нереальных пурпурных цветов нет значений длин волн.

Эта линия спектральных цветов, представляющая собой геометрическое место точек цветности монохроматических излучений и замкнутая прямой линией пурпурных цветов, называется **локусом** (от латинского слова locus - место).

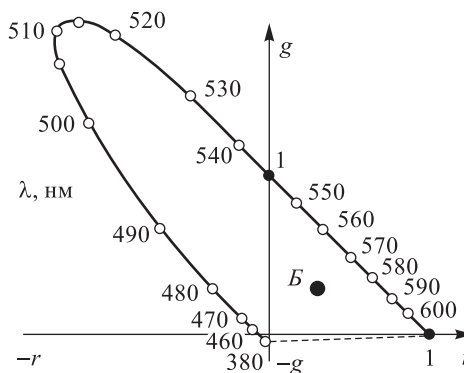


Рис. 14.9. Линия спектральных цветов (или *локус* реальных цветов) в колориметрической системе RGB

Внутри локуса находятся все **реальные цвета**, т. е. цвета любых физически осуществимых излучений. Вне локуса лежат нереальные (воображаемые) цвета, более насыщенные, чем спектральные, выраженные в данной колориметрической системе.

Нереальные цвета, согласно ГОСТ 13088-67, это цвета, которые характеризуют «цветовые векторы, задаваемые в виде линейных комбинаций векторов реальных цветов, такие, однако, которым не соответствуют никакие реальные излучения».

Независимо от выбранной колориметрической системы общими свойствами любого локуса являются следующие:

- точка белого цвета B всегда имеет координаты цветности $r = 0,333$ и $g = 0,333$;
- насыщенность цветов возрастает от точки белого цвета к локусу;
- на прямой, соединяющей точку белого цвета с любой точкой локуса, лежат цвета одинакового цветового тона, но разной насыщенности.

Как видно из рис. 14.9, цветность большей части излучений характеризуется отрицательной координатой ($r < 0$), а у пурпурных цветов координата g также отрицательна ($g < 0$). Это неудобно, так как затрудняет расчеты цветов по их спектральному составу.

Эти недостатки послужили причиной создания другой, уже упоминавшейся нами ранее колориметрической системы XYZ , которая получила широкое распространение и стала основной, стандартной международной колориметрической системой, используемой в большинстве цветовых измерений.

Колориметрическая система XYZ . Как уже отмечалось выше, колориметрическая система XYZ свободна от недостатков системы реальных цветов RGB. Триаду XYZ составляют нереальные (воображаемые) цвета, более насыщенные, чем спектральные.

Триада основных линейно независимых цветов в системе XYZ , в соответствии с третьим законом Грассмана, пересчитывается путем линейного преобразования из триады RGB следующим образом:

$$\begin{aligned} [X] &= 0,4185[R] - 0,0912[G] + 0,0009[B]; \\ [Y] &= -0,1588[R] + 0,2524[G] - 0,0025[B]; \\ [Z] &= -0,0829[R] + 0,0157[G] + 0,1786[B]. \end{aligned} \quad (14.5)$$

Из вышеприведенных соотношений следует, что:

- цвет X близок по тону к красному (R), но насыщеннее его, так как в соотношении есть член $(-0,0912G)$;
- цвет Y много насыщеннее, чем зеленый (G), так как в соотношении имеются две отрицательные координаты $(-0,1588R)$ и $(-0,0025B)$;
- цвет Z слегка голубее, чем синий (B) и более насыщен $(-0,0829R)$.

Кроме того, воображаемые цвета X и Y не обладают яркостью, которая теперь может быть получена только из координаты Z , что существенно упрощает расчеты.

В свою очередь, координаты некоторого цвета в системе XYZ равны сумме координат того же цвета в старой системе RGB, при этом каждая из них получена линейным преобразованием при умножении на координаты

основных цветов в системе RGB, определенных в системе XYZ:

$$\begin{aligned} X &= 2,7689R + 1,7517G + 1,1302B; \\ Y &= 1,0000R + 4,5907G + 0,0601B; \\ Z &= 0,0565G + 5,5943B. \end{aligned} \quad (14.6)$$

В отличие от системы RGB, кривые (функции) сложения цветов в системе XYZ имеют только положительные значения (сравните с рис. 14.7) в диапазоне всего видимого спектра длин волн от 380 до 780 нм (рис. 14.10).

Ординаты кривых сложения представляют собой координаты цвета монохроматических излучений постоянной мощности в системе XYZ. Они соответствуют угловому размеру поля зрения 2° и определяют так называемого **стандартного колориметрического наблюдателя МКО 1931 г.**

Функция $y(\lambda)$ совпадает с функцией относительной спектральной световой эффективности $V(\lambda)$ или **кривой видности стандартного фото-метрического наблюдения МКО 1931 г.** Эта кривая называется еще **спектральной кривой видности глаза стандартного наблюдателя с нормальным зрением**, то есть является некой усредненной кривой спектральной чувствительности глаза человека.

Отметим тут же, что в 1964 году МКО приняла рекомендации, определяющие так называемого **дополнительного стандартного колориметрического наблюдателя** с углом зрения, большим 2° , а именно с углом зрения 10° . Были разработаны кривые сложения цветов колориметрической системы $X_{10}Y_{10}Z_{10}$ и, соответственно, цветовые графики x_{10}, y_{10} МКО 1964 г. Эти данные были получены на основе результатов многочисленных экспериментов В. Стайлса, Д. Берчема, а также Н. И. Сперанской. В настоящее время эта система находит широкое применение в практике современной колориметрии.

Кривые сложения цветов колориметрической системы XYZ, приведенные на рис. 14.10, получены в результате тщательных исследований с применением совершенной измерительной техники при строгом соблюдении требований, предъявляемых колориметрией. Они включены в виде подробных таблиц в международные рекомендации [71, 72] и национальные колориметрические стандарты (см., например, DIN 5033 [69]), справочники [68] и т. д.

Цветовой треугольник в системе XYZ представляет собой прямоугольный треугольник. Цветности спектральных излучений располагаются на линии локуса, начало и конец которой замыкаются прямой линией пурпурных цветов (рис. 14.11). Участок длин волн $\lambda = 580\text{--}680$ нм практически прямолинеен. Все реальные цветности располагаются внутри этой замкнутой линии. На графике рис. 14.11 приведена также так называемая **линия черного тела** и лежащие

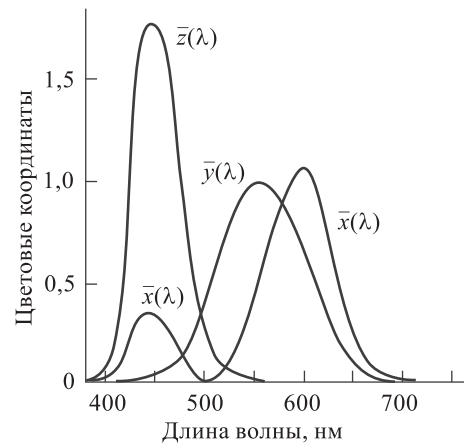


Рис. 14.10. Кривые сложения цветов в колориметрической системе XYZ

На рис. 14.12 приведен график цветности x , y и линия пурпурных цветов. Помимо этого изображена линия, являющаяся геометрическим местом концов векторов, соответствующих спектральным цветам одинаковой энергетической яркости $S(\lambda)$. Точки пересечения векторов $S(\lambda)$ с единичной плоскостью при изменении длины волны λ от значения 400 нм до 700 нм образуют **линию чистых спектральных цветов** на графике цветности. Точки цветности, расположенные на прямой линии, соединяющей точки цветности $S(\lambda = 400 \text{ нм})$ и $S(\lambda = 700 \text{ нм})$, лежат на так называемой **линии пурпурных цветов**.

Совокупность чистых спектральных цветов $S(\lambda)$ и различных аддитивных смесей $S(\lambda = 400 \text{ нм})$ и $S(\lambda = 700 \text{ нм})$ образуют в трехкоординатном цветовом пространстве конус, внутри которого находятся цвета S любых аддитивных смесей спектральных монохроматических цветов. Поверхность этого конуса представляет собой границу всех реально существующих цветов. Цвета, выходящие за пределы конуса, или иначе за пределы цветового охвата системы, называются нереальными цветами, физически не существующими в природе. Отсюда понятно, почему основные цвета системы X , Y , Z являются характерным примером нереальных цветов.

В отличие от реальной колориметрической системы RGB, координаты цвета в которой могут принимать отрицательные значения, координаты X , Y , Z любого реального цвета в системе XYZ никогда не принимают отрицательных значений, так как весь конус расположен в положительном квадранте цветового пространства.

Цвет E , пересекающий график цветности в точке E с координатами $x = y = z = 0,333$, представляет собой цвет так называемого **равноэнергетического источника излучения**.

Координаты цветности x , y , z связаны с координатами цвета X , Y , Z очевидными соотношениями:

$$x = \frac{X}{X + Y + Z}; \quad y = \frac{Y}{X + Y + Z}; \quad z = \frac{Z}{X + Y + Z}. \quad (14.7)$$

И так как $x + y + z = 1$, то обычно при расчетах цветности в системе XYZ ограничиваются только значениями координат x и y .

Координаты цвета X , Y , Z могут быть выражены через координаты цветности x , y , z и **модуль цвета**, обозначаемый m , и численно равный сумме координат цвета:

$$X = mx, \quad Y = my, \quad Z = mz. \quad (14.8)$$

Так как, согласно третьему закону Грассмана (закон аддитивности), цвет смеси цветов выражается через сумму координат цвета смешиваемых цветов (см. формулу 14.2), то выражения для координат цветности x и y смеси двух цветов x_1 , y_1 и x_2 , y_2 будут иметь вид:

$$x = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2}{m_1 + m_2}, \quad y = \frac{m_1 y_1 + m_2 y_2}{m_1 + m_2}. \quad (14.9)$$

Из уравнений (14.9) следует, что цветность смеси двух цветов будет изображаться на цветовом графике x , y (рис. 14.11) точкой, лежащей на прямой линии, соединяющей цветности смешиваемых цветов. Соответственно, расстояния от точек цветности смеси цветов до точек цветности смешиваемых цветов будут обратно пропорциональны модулям этих цветов.

Использование третьего закона Грассмана об аддитивности цветов и вытекающих из него закономерностей позволяет проводить расчет координат цвета для несамосветящихся образцов отражающих и прозрачных материалов по их измеренным, спектральным коэффициентам отражения и пропускания. Расчет в системе МКО 1931 г. проводится по следующим формулам (пример для отражающих образцов):

$$\begin{aligned} X &= \int \Phi_{e\lambda}(\lambda) \rho(\lambda) x(\lambda) d\lambda, & Y &= \int \Phi_{e\lambda}(\lambda) \rho(\lambda) y(\lambda) d\lambda, \\ Z &= \int \Phi_{e\lambda}(\lambda) \rho(\lambda) z(\lambda) d\lambda, \end{aligned} \quad (14.10)$$

где $\Phi_{e\lambda}(\lambda)$ — функция относительного спектрального распределения энергии источника излучения, используемого при измерениях; $\rho(\lambda)$ — измеренные значения спектральных коэффициентов отражения исследуемого образца; $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$ — ординаты кривых сложения цветов в системе XYZ МКО 1931 г.

При измерении прозрачных образцов в формулах (14.10) вместо значений спектральных коэффициентов отражения исследуемого образца $\rho(\lambda)$ надо использовать измеренные значения спектральных коэффициентов пропускания прозрачных образцов $\tau(\lambda)$.

Значения ординат кривых сложения цветов в системе XYZ МКО 1931 г. $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$ в интервале длин волн 380–780 нм с шагом 10 и (или) 5 нм табулированы (см. ГОСТ 13088-67) и приведены в литературе [68, 69] и публикации МКО [71]. Значения функций $\Phi_{e\lambda}(\lambda)$ $x(\lambda)$, $\Phi_{e\lambda}(\lambda)$ $y(\lambda)$, $\Phi_{e\lambda}(\lambda)$ $z(\lambda)$ для различных типов источников излучения также табулированы (см. ГОСТ 7721-89. Источники света для измерений цвета. Типы. Технические требования. Маркировка.) и приводятся в литературе [68] и публикациях МКО [71, 72].

Расчет координат цвета по формулам (14.10) играет весьма важную роль при проведении измерений координат цвета с помощью спектроколориметрических приборов.

Равноконтрастные колориметрические системы. Колориметрические системы RGB и XYZ МКО 1931 г. дают достаточно полное представление о свойствах цветов, когда используются цветовые графики координат цветности rg или xy . Однако по этим графикам нельзя получить информацию о степени зрительного восприятия различия цветов, особенно если они контрастируют по цветовому тону. Была поставлена задача определения степени различимости цветов на цветовом графике rg или xy . Результатом этих исследований явилась разработка новых, так называемых **равноконтрастных колориметрических систем**.

В 1960 году МКО в качестве стандартного равноконтрастного цветового графика был рекомендован цветовой график u , v , разработанный Мак-Адамом [66] на основе равноконтрастной колориметрической системы UVW . Основные цвета этой системы, так же как и системы XYZ , нереальны. Расчет координат цветности в этой системе может быть произведен по следующим формулам перехода от колориметрической системы XYZ :

$$u = \frac{4x}{-2x + 12y + 3}, \quad v = \frac{6y}{-2x + 12y + 3}, \quad (14.11)$$

или

$$u = \frac{4X}{X + 15Y + 3Z}, \quad v = \frac{6Y}{X + 15Y + 3Z}. \quad (14.12)$$

На рис. 14.13 приведен равноконтрастный цветовой график u, v МКО 1960 г., полученный в результате так называемого проекционного преобразования цветowego графика x, y МКО 1931 г.

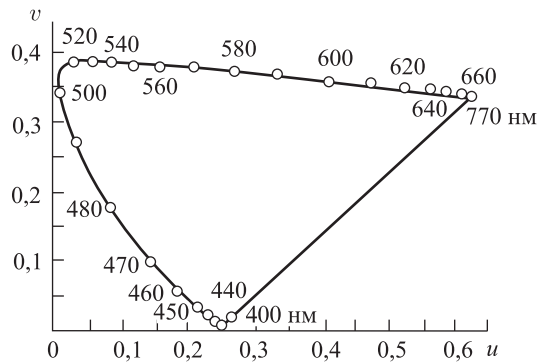


Рис. 14.13. Равноконтрастный цветовой график u, v (МКО, 1960 г.)

В 1964 году на основе равноконтрастного цветowego графика МКО 1960 г. по предложению Г. Вышецки была рекомендована новая равноконтрастная колориметрическая система $U^*V^*W^*$ и ее равноконтрастное цветовой пространство. Координаты этой новой системы связаны с координатами цвета XYZ следующими эмпирическими соотношениями:

$$U^* = 13W^*(u - u_0), \quad V^* = 13W^*(v - v_0), \quad W^* = 25Y^{1/3} - 17, \quad (14.13)$$

где u и v определены в системе МКО 1960 г. по формулам (14.11) и (14.12), u_0 и v_0 — величины u и v для номинального ахроматического цвета, т. е. координаты белого цвета.

В равноконтрастной системе $U^*V^*W^*$ координаты U^* и V^* называются **показателями хроматичности**, а координата W^* называется **показателем светлоты**.

Цветовой различие или **цветовой контраст** $\Delta E(U^*V^*W^*)$ определяется по формуле

$$\Delta E(U^*V^*W^*) = [(\Delta U^*)^2 + (\Delta V^*)^2 + (\Delta W^*)^2]^{1/2}. \quad (14.14)$$

Понятие **цветовой различие** весьма важно при определении цветowych допусков на ту или иную продукцию в лакокрасочной, текстильной, полиграфической и других отраслях промышленности. Отметим, что это понятие справедливо для любой колориметрической системы и может быть определено как корень квадратный из суммы квадратов разницы координат цвета по формуле, аналогичной формуле (14.14).

В 1976 году МКО рекомендованы для применения две новые модифицированные равноконтрастные колориметрические системы и их цветовой пространства $L^*u^*v^*$ и $L^*a^*b^*$.

Цветовое пространство $L^*u^*v^*$ представляет собой модифицированное цветовое пространство МКО 1964 г. $U^*V^*W^*$. Координаты цвета L^* , u^* , v^* определяются следующими соотношениями:

$$L^* = 25 \left(100 \frac{Y}{Y_0} \right)^{1/3} - 16, \quad (14.15)$$

$$u^* = 13L^*(u' - u'_0), \quad v^* = 13L^*(v' - v'_0),$$

где $u' = 4X/(X + 15Y + 3Z)$, $v' = 9Y/(X + 15Y + 3Z)$, u'_0 и v'_0 определяются аналогично u' и v' с заменой в формулах координат цвета X , Y , Z на X_0 , Y_0 , Z_0 — координаты цвета стандартного ахроматического источника излучения, т.е. координаты белого цвета [66, 69, 71].

Координаты цвета X_0 , Y_0 , Z_0 стандартного ахроматического источника излучения или, иначе, координаты белого цвета обычно задаются из спектрального распределения энергии излучения одного из стандартных колориметрических источников излучения, например, А, В, С или D65, отраженной **совершенным отражающим рассеивателем**. **Совершенным отражающим рассеивателем называется идеальный однородный рассеиватель с коэффициентом отражения, равным единице**. В этих условиях координаты цвета X_0 , Y_0 , Z_0 являются координатами цвета выбранного стандартного колориметрического источника излучения, а координата Y_0 всегда равна 100. И хотя реальных поверхностей со свойствами совершенного отражающего рассеивателя не существует, с помощью специальных методов можно отградуировать так называемые **стандарты белой поверхности** в абсолютных единицах. В рекомендации МКО [69], стандарте DIN 5033 [71] и др. приведены значения величин координат цвета совершенного отражающего рассеивателя для различных типов колориметрических источников излучения (табл. 14.1).

Таблица 14.1. Значения величин координат цвета X_0 , Y_0 , Z_0 совершенного отражающего рассеивателя для различных типов колориметрических источников излучения [69, 71]

Колориметрические источники излучения	Значения величин координат цвета X_0 , Y_0 , Z_0 совершенного отражающего рассеивателя в колориметрической системе МКО					
	МКО 1931 г. 2°			МКО 1964 г. 10°		
	X_0	Y_0	Z_0	X_0	Y_0	Z_0
А	109,85	100,00	35,58	111,15	100,00	35,20
В	99,09	100,00	85,31	99,19	100,00	84,36
С	98,07	100,00	118,22	97,28	100,00	116,14
D65	95,05	100,00	108,90	94,81	100,00	107,34
D50	96,42	100,00	82,53	96,72	100,00	81,44
D55	95,67	100,00	92,15	95,79	100,00	90,94
D75	94,96	100,00	122,62	94,41	100,00	120,64
Е	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00	100,00

В свою очередь, координаты цвета L^* , a^* , b^* определяются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} L^* &= 25(100Y/Y_0)^{1/3} - 16 \quad \text{при} \quad 1 \leq Y \leq 100, \\ a^* &= 500 \left[(X/X_0)^{1/3} - (Y/Y_0)^{1/3} \right], \quad b^* = 200 \left[(Y/Y_0)^{1/3} - (Z/Z_0)^{1/3} \right], \end{aligned} \quad (14.16)$$

где X_0 , Y_0 , Z_0 — координаты цвета стандартного ахроматического источника, т. е. координаты белого цвета [66, 69, 71].

Отметим, что в настоящее время колориметрическая система $L^*a^*b^*$ получает все большее распространение в технике колориметрии.

Стандартные колориметрические источники излучения

Обратимся теперь к вопросу о стандартных колориметрических источниках излучения, затронутым в предыдущем параграфе.

На обыкновенном житейском уровне всем хорошо известно, насколько поразному выглядит цвет того или иного предмета при освещении его, например, лампой накаливания или лампой дневного света. Поэтому при определении цветовых характеристик всегда учитывают тип стандартного колориметрического источника излучения.

Стандартный колориметрический источник излучения — это источник, который можно воспроизвести по цветовой температуре и спектральному распределению энергии излучения.

Цветовая температура T_c — это температура абсолютно черного тела, при которой цветность его излучения одинакова с цветностью исследуемого излучения.

На рис. 14.11 приведена кривая с точками цветности идеальных (полных или планковских) излучателей при различных температурах K , называемая **линией черного тела**. Цветовая температура стандартных колориметрических источников излучения типа А, В, С и D65 определяется по положению точки, соответствующей его цветности на линии черного тела, нанесенной на графике рис. 14.11. Если цветность источника излучения не совпадает ни с одной точкой линии черного тела, то выбирается ближайшая точка линии и по ней определяется так называемая **коррелированная цветовая температура** данного источника света.

Источники излучения обозначаются заглавной буквой латинского алфавита, к которой прибавляют иногда числовой индекс. Стандартизовано (см. **ГОСТ 7721-89**) [66, 68, 69] четыре основных колориметрических искусственных источника света, воспроизводящих стандартные колориметрические источники излучения, рекомендованные МКО [72].

В табл. 14.2 приведены координаты цветности в колориметрических системах МКО 1931 г. (для 2° наблюдателя) и МКО 1964 г. (для 10° наблюдателя) и коррелированные цветовые температуры стандартных колориметрических источников излучения типа А, В, С, D65, источников D50, D55 и D75, используемых при измерениях в современной колориметрии, а также идеального равноэнергетического источника излучения Е.

Стандартизованные колориметрические источники излучения, их типы и свойства перечислены ниже.

Источник А. Это норма среднего искусственного света. Этот источник имеет то же распределение потока излучения в видимой области спектра, что

Таблица 14.2. Координаты цветности и коррелированная цветовая температура стандартных колориметрических источников излучения А, В, С и D65, а также источников D50, D55 D75 и идеального равноэнергетического источника излучения Е [69]

Колориметрические источники излучения	Координаты цветности в колориметрической системе МКО						Коррелированная цветовая температура, К
	МКО 1931 г. 2°			МКО 1964 г. 10°			
	x	y	z	x_{10}	y_{10}	z_{10}	
A	0,4476	0,4074	0,1450	0,4512	0,4059	0,1429	2856
B	0,3484	0,3516	0,3000	0,3498	0,3527	0,2975	4874
C	0,3101	0,3162	0,3737	0,3104	0,3190	0,3706	6774
D65	0,3127	0,3290	0,3583	0,3138	0,3310	0,3552	6504
D50	0,3457	0,3585	0,2958	0,3477	0,3595	0,2928	5000
D55	0,3324	0,3474	0,3202	0,3341	0,3487	0,3172	5500
D75	0,2990	0,3149	0,3861	0,2997	0,3174	0,3829	7500
E	0,3333	0,3333	0,3333	0,3333	0,3333	0,3333	—

и абсолютно черное тело с цветовой температурой 2856 К, что соответствует средней цветовой температуре ламп накаливания. Координаты цветности источника А: $x = 0,4476$ и $y = 0,4074$.

Источник В. Этот источник воспроизводит прямое солнечное излучение при высоте стояния солнца менее 30°. Имеет коррелированную цветовую температуру 4874 К. Чтобы его воспроизвести, калиброванную лампу экранируют светофильтром. Координаты цветности источника В: $x = 0,3484$ и $y = 0,3516$.

Источник С. Этот источник воспроизводит рассеянный дневной свет. Воспроизводит излучение дневного неба, затянутого облаками, при высоте стояния Солнца менее 30°. Коррелированная цветовая температура источника 6774 К. Он представляет собой калиброванную лампу со светофильтром. Координаты цветности источника С: $x = 0,3101$ и $y = 0,3162$.

Источник D65. Этот источник воспроизводит усредненный дневной свет. Коррелированная цветовая температура источника составляет 6504 К. Координаты цветности: $x = 0,3127$ и $y = 0,3290$. Этот источник используется при измерении цвета люминесцирующих образцов. Поэтому распределение потока излучения этого источника в ультрафиолетовой части спектра, в отличие от источника С, нормируется.

Кроме стандартных колориметрических источников излучения типа А, В, С и D65 в современной колориметрии используются уже упоминавшиеся выше (см. табл. 14.1) источники излучения типа D50, D55, D75 с различной коррелированной цветовой температурой, а также **идеальный равноэнергетический источник света Е**, (см. рис. 14.12). На любой спектральный интервал источника Е приходится одна и та же энергия, а спектральная характеристика представляет собой прямую линию, параллельную оси длин волн. Координаты цветности этого источника: $x = 0,3333$ и $y = 0,3333$.

Относительные спектральные распределения энергии основных стандартных колориметрических источников излучения приведены на рис. 14.14.

Способы искусственной реализации того или иного типа стандартного источника освещения подробно описаны в ГОСТ 7721-89, в литературе [66] и в рекомендациях МКО [72]. Так, в качестве источника типа А используется газонаполненная лампа накаливания с вольфрамовой нитью. Стандартные источники типа В и С воспроизводятся источником типа А в комбинации с соответствующими жидкостными фильтрами. Излучение, по своим характеристикам близкое к стандартному источнику D65, реализуется ксеноновой лампой высокого давления со светофильтрами [66] и т. д.

Стандартные условия освещения и наблюдения при цветowych измерениях отражающих объектов. При измерении цвета отражающих объектов помимо типа стандартного источника излучения необходимо оговаривать условия, при которых проводятся измерения, а именно, условия освещения и наблюдения измеряемого объекта. Это понятно, если вспомнить, например, как субъективно меняется цвет ткани при рассматривании ее под разными углами зрения.

МКО [71] рекомендует приводить колориметрическую характеристику непрозрачных (отражающих) образцов при одном из следующих условий освещения и наблюдения:

45/0. Образец освещается одним или несколькими пучками, оси которых составляют угол $45 \pm 5^\circ$ относительно нормали к поверхности образца. Угол между направлением наблюдения и нормалью к образцу не должен превышать 10° .

0/45. Образец освещается пучком, ось которого составляет с нормалью к поверхности образца угол не более 10° . Образец наблюдается под углом $45 \pm 5^\circ$ относительно нормали.

D(дифф.)/0, или D(дифф)/8. Образец освещается диффузно с помощью интегрирующей сферы. Угол между нормалью к образцу и осью пучка наблюдения не должен превышать 10° . Интегрирующая сфера может иметь любой диаметр при условии, что суммарная площадь отверстий не превышает 10 % внутренней отражающей поверхности сферы.

0/D(дифф.), или 8/D(дифф.). Образец освещается пучком, ось которого составляет с нормалью к образцу угол не более 10° . Отраженный поток собирается с помощью интегрирующей сферы. Интегрирующая сфера может иметь любой диаметр при условии, что суммарная площадь отверстий не превышает 10 % внутренней отражающей поверхности сферы.

Интегрирующая сфера представляет собой фотометрический полый шар, внутренняя поверхность которого обладает свойствами **совершенного отражающего рассеивателя**, так как она выкрашена в белый цвет путем

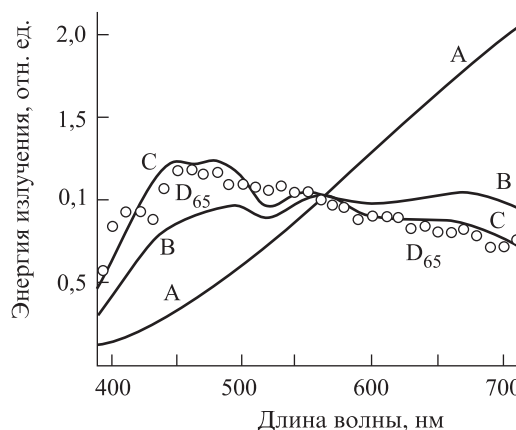


Рис. 14.14. Относительные спектральные распределения энергии стандартных колориметрических источников излучения, рекомендованные МКО [72]

нанесения порошка окиси магния (MgO) или сульфата бария (BaSO_4), имеющих спектральный коэффициент отражения в пределах 0,970–0,985 в видимом участке спектра.

Упомянутые четыре условия освещения и наблюдения схематически представлены на рис. 14.15.

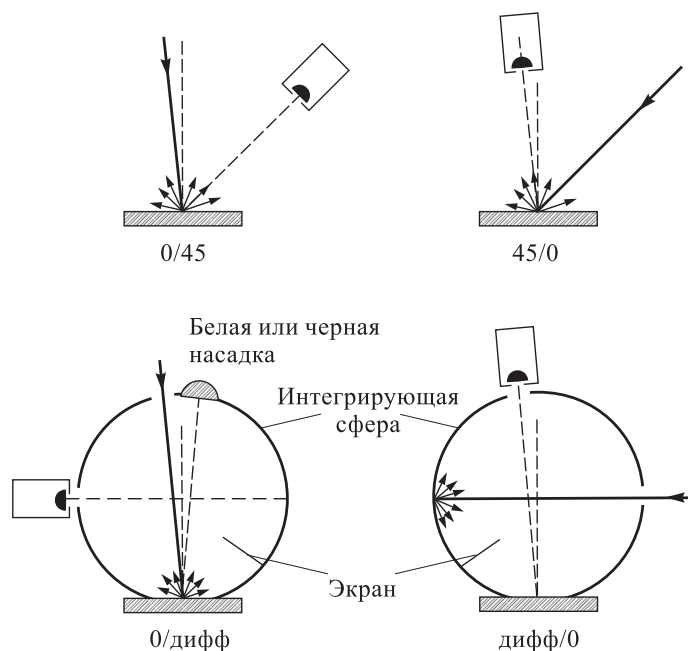


Рис. 14.15. Принципиальная схема, иллюстрирующая четыре геометрии освещения и наблюдения, стандартизованные МКО для измерений спектрального апертурного коэффициента отражения и дальнейшего расчета координат цвета и цветности отражающих образцов

Спектральный апертурный коэффициент отражения объекта представляет собой отношение спектрального лучистого потока, отраженного в направлениях, ограниченных данным конусом с вершиной в данной точке поверхности объекта, к спектральному лучистому потоку, отраженному в тех же направлениях идентично освещенным совершенным отражающим рассеивателем.

Как видно из рис. 14.15, для условий $D/0$ (или $D/8$) и $0/D$ (или $8/D$) приняты меры для уменьшения влияния зеркальной составляющей отраженного потока при диффузном отражении от образца: в конструкции интегрирующей сферы имеется зеркальная ловушка, эффективность которой зависит от ее размера, формы и положения.

На рис. 14.15 показана также небольшая перегородка, размещенная в интегрирующей сфере между образцом и освещаемой или наблюдаемой частью стенки сферы. Эта перегородка уменьшает возможность попадания на образец или стенку прямого отраженного света. Прямой отраженный поток мог бы до некоторой степени нарушить условие диффузности освещения или наблюдения.

Все средства измерений, применяемые в колориметрии для измерения отражающих образцов, используют одну из вышеприведенных геометрий освещения и наблюдения. Кроме того, при измерениях обязательно указывается, для какого типа стандартного колориметрического источника излучения проводятся измерения.

14.3. Технические цветовые измерения

Закончив краткий обзор основ колориметрии, рассмотрим, какими современными техническими средствами решаются вопросы измерения цвета, а именно, измерения координат цвета и координат цветности прозрачных и отражающих несамосветящихся образцов, а также самосветящихся объектов (люминесцентные лампы, дисплеи, электронно-лучевые трубки, лампы накаливания и т. д.).

Визуальные колориметры. Простейший тип приборов для цветовых измерений — это визуальный колориметр, уже упоминавшийся нами ранее при обсуждении принципов уравнивания по цвету (рис. 14.6). Визуальные колориметры позволяют оценить тождество или различие двух половин наблюдаемого фотометрического поля сравнения на основании субъективного наблюдения. По способу смешения основных цветов (или стимулов) визуальные колориметры делятся на **трехцветные колориметры, субтрактивные колориметры и визуальные компараторы цвета.**

Примером субтрактивного визуального колориметра является **тинтометр Ловибонда**, широко применяемый для цветовых измерений светопропускающих веществ, например, смазочных масел, керосина и т. п. В этом приборе цвет поля сравнения регулируется путем введения в единый световой пучок, освещающий поле сравнения, сразу трех фильтров — красного, желтого и синего, каждый из которых вычитает определенную часть из спектра падающего излучения. Однако в современной колориметрии визуальные колориметры применяются редко, так как не обладают необходимой точностью измерений вследствие наличия значительного субъективного фактора при проведении измерений.

Фотоэлектрические колориметры. Фотоэлектрические колориметры — это другой тип колориметров, в которых координаты цвета измеряемого объекта исследуются без субъективного участия глаза человека. Действие колориметров этого типа основано на использовании в качестве приемников излучения фотоэлементов, экранированных светофильтрами (или масками), приводящими кривые спектральной чувствительности фотоэлементов к кривым сложения цветов (рис. 14.10) стандартного колориметрического наблюдателя МКО 1931 г. или являющихся их линейной трансформацией.

При этом каждый из приемников излучения должен давать фототок, пропорциональный, соответствующей кривой сложения цветов $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$. Действительно, фототок I фотоэлемента в общем виде рассчитывается в соответствии с формулой

$$I = k \int \Phi_{\lambda}(\lambda) s(\lambda) d\lambda, \quad (14.17)$$

где k — коэффициент пропорциональности; $\Phi_\lambda(\lambda) d\lambda$, — монохроматический поток падающего на поверхность приемника излучения в интервале $d\lambda$; $s(\lambda)$ — спектральная чувствительность приемника излучения.

Сравнивая эту формулу с ранее приведенными формулами расчета координат цвета (14.10), получим их совпадение с точностью до постоянного множителя при условии равенства (или подобия) спектральной чувствительности фотоэлементов $s(\lambda)$, соответственно, кривым сложения цветов $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$. В этом случае значения фототоков i_x , i_y , i_z пропорциональны значениям координат цвета излучения:

$$X = k_x i_x, \quad Y = k_y i_y, \quad Z = k_z i_z, \quad (14.18)$$

где k_x , k_y , k_z — градуировочные коэффициенты.

Координаты цветности x , y , z при этом определяются по приведенным выше формулам (14.7). Как правило, в фотоэлектрическом колориметре имеется три фотоэлемента (или ФЭУ), каждый со своей спектральной чувствительностью, и спектральная характеристика каждого канала, которая подгоняется с помощью абсорбционных светофильтров или специальных масок под соответствующую кривую сложения цветов $x(\lambda)$, $y(\lambda)$ или $z(\lambda)$. Чаще всего для корректирования применяются комбинации светофильтров, толщина которых специально рассчитывается на основе данных о спектральной чувствительности используемого в колориметре приемника излучения.

Спектрофотометрический метод расчета координат цвета и координат цветности. Расчетный спектрофотометрический метод определения координат цвета и координат цветности отражающих и прозрачных образцов основан на непосредственном расчете координат по данным спектральных измерений коэффициентов отражения или коэффициентов пропускания исследуемого образца.

Основой для расчета координат цвета и координат цветности является знание относительного спектрального распределения энергии источника излучения $\Phi_{e\lambda}(\lambda)$, а также измерение спектральных коэффициентов отражения $\rho(\lambda)$ для отражающих образцов или спектральных коэффициентов пропускания $\tau(\lambda)$ для прозрачных образцов. В этом случае расчет координат проводится по формулам, близким к приводившимся ранее (см. формулы 14.10), но несколько трансформированным по сравнению с ними (пример для отражающих образцов):

$$\begin{aligned} X &= \sum_{380}^{780} \Phi_{e\lambda}(\lambda) \rho(\lambda) x(\lambda) \Delta\lambda, & Y &= \sum_{380}^{780} \Phi_{e\lambda}(\lambda) \rho(\lambda) y(\lambda) \Delta\lambda, \\ Z &= \sum_{380}^{780} \Phi_{e\lambda}(\lambda) \rho(\lambda) z(\lambda) \Delta\lambda. \end{aligned} \quad (14.19)$$

Для прозрачных образцов вместо спектрального коэффициента отражения $\rho(\lambda)$ измеряется спектральный коэффициент пропускания $\tau(\lambda)$, который и заменяет $\rho(\lambda)$ на $\tau(\lambda)$ в формулах (14.19). Значения $\Delta\lambda$ составляют обычно 5 или 10 нм в зависимости от требуемой точности измерений и вида спектральной характеристики образца.

Таким образом, после измерения с шагом $\Delta\lambda$ спектральной характеристики коэффициента отражения $\rho(\lambda)$ для отражающего образца или спектраль-

ной характеристики пропускания $\tau(\lambda)$ для прозрачного образца, взяв табулированные значения $\Phi_{e\lambda}(\lambda)x(\lambda)$, $\Phi_{e\lambda}(\lambda)y(\lambda)$, $\Phi_{e\lambda}(\lambda)z(\lambda)$, по формулам (14.19) рассчитывают координаты цвета X , Y , Z исследуемого образца. Координаты цветности x , y , z рассчитывают по формулам (14.7).

Аналогично по данным спектральных измерений рассчитывают координаты цвета и координаты цветности самосветящихся объектов — всевозможных источников излучения, ламп накаливания, дисплеев и т. п. При этом расчет координат цвета ведется по следующим формулам:

$$X = \sum_{380}^{780} \Phi_{e\lambda}(\lambda)x(\lambda)\Delta\lambda, \quad Y = \sum_{380}^{780} \Phi_{e\lambda}(\lambda)y(\lambda)\Delta\lambda, \quad Z = \sum_{380}^{780} \Phi_{e\lambda}(\lambda)z(\lambda)\Delta\lambda. \quad (14.20)$$

Расчет координат цветности проводится по формулам (14.7).

Именно этот спектральный метод измерения координат цвета и координат цветности различных объектов, являющийся наиболее точным и признанным в международной практике цветовых измерений в качестве основного, используется в современных средствах измерений — спектроколориметрах.

Атласы цветов. Одним из способов визуальной оценки и определения цвета объекта является использование атласов цветов. Атласы представляют собой набор цветных образцов с известными цветовыми характеристиками, расположенных в определенном порядке. Более 30 лет назад во ВНИИМ им. Д.И. Менделеева Е.Н. Юстовой и др. был разработан атлас из 1000 стандартных образцов цвета. Этот атлас охватывал многие атласы отраслевого назначения, созданные ранее, и предназначался для обеспечения единства цветовых измерений отражающих материалов [68].

Приборы для цветовых измерений. В этом пункте постараемся дать краткий обзор фирм и выпускаемых ими современных средств измерений координат цвета, координат цветности, цветовых различий и т. п.

Отечественная промышленность в настоящее время практически не выпускает колориметров, хотя ранее серийно изготавливались компараторы цвета типа ЭЦ-1, КЦ-2 и КЦ-3, фотоэлектрические колориметры КНО-3, спектроколориметры «Спектротон» и «Пульсар». Некоторые из этих средств измерений, выпущенные из производства десять и более лет назад, еще продолжают использоваться в заводских лабораториях лакокрасочной, целлюлозно-бумажной, текстильной, химической промышленности.

За рубежом имеется целый ряд крупных фирм, имеющих многолетний опыт производства спектроколориметров различного назначения. Среди таких фирм можно выделить наиболее крупные. Прежде всего это фирмы Gretag Macbeth, Hanterlab и X-Rite (США), LMT [75] и Datacolor International (Германия), Minolta (Япония) [74] и др. Каждая из этих фирм специализируется на производстве спектроколориметров той или иной модификации и сферы использования.

Так, например, крупнейшая фирма LMT (Германия) специализируется на производстве прецизионных фотометров, спектроколориметров, фотометрических головок и другого оборудования для измерения самосветящихся объектов [75]. Фирма X-Rite (США) выпускает в основном портативные переносные спектроколориметры, используемые для оперативного контроля качества производимой продукции непосредственно на рабочих местах в текстильной, бу-

мажной, лакокрасочной, химической промышленности. Ниже мы представим примеры некоторых типов спектроколориметров, выпускаемых различными фирмами.

В табл. 14.3 приведены основные технические характеристики трех спектроколориметров Color Eye американской фирмы Gretag Macbeth типов ХТН, 2180 UV и 7000 А, внесенных в Государственный реестр средств измерений. Спектроколориметры Color Eye типов ХТН, 2180 UV и 7000 А предназначены для цветовых измерений и цветового анализа отражающих материалов как в лабораторных, так и в производственных условиях. Спектроколориметр типа 7000 А используется еще и для цветовых измерений прозрачных материалов. В сочетании с компьютерным оборудованием и программным обеспечением по контролю и расчету цветовых характеристик эти спектроколориметры являются цветоизмерительными системами, широко используемыми в лако-

Таблица 14.3. Основные технические характеристики спектроколориметров Color Eye американской фирмы Gretag Macbeth типов ХТН, 2180 UV и 7000 А

Характеристика	ХТН	2180 UV	7000 А
Диапазон измерений координат цвета	$X = 2,5-109,0$, $Y = 1,4-98,0$, $Z = 1,7-118,1$		
Диапазон измерений координат цветности	$x = 0,004-0,734$, $y = 0,005-0,834$		
Предел допускаемого значения абсолютной погрешности измерения координат цвета	$\Delta X = \Delta Y = \Delta Z = 0,4-1,0$ (отражение)		$\Delta X = \Delta Y = \Delta Z = 0,3-1,0$ (отражение) $\Delta X = \Delta Y = \Delta Z = 0,2-0,5$ (пропускание)
Предел допускаемого значения абсолютной погрешности измерения координат цветности	$\Delta x = \Delta y = 0,003-0,01$		$\Delta x = \Delta y = 0,002-0,01$
Время измерения, с	1		
Время непрерывной работы, ч, не менее	8		
Габаритные размеры, мм ³ , не более	$75 \times 85 \times 200$	$360 \times 175 \times 235$	$715 \times 280 \times 390$
Масса, кг, не более	0,850	7	25
Питание от сети переменного тока: — напряжение, В — частота, Гц	220 ± 22 50 ± 1		
Автономное питание от аккумулятора, В	12	—	—
Потребляемая мощность, Вт, не более	18	30	36
Рабочие условия измерений: — температура, °С — относительная влажность воздуха, %	$10-35$ $20-80$	$15-32$ $20-80$	$15-33$ $25-80$

красочной, пищевой, текстильной, бумажной, химической и других отраслях промышленности. Данные приведены по результатам испытаний спектроколориметров для целей утверждения типа.

Принцип работы каждого из спектроколориметров основан на двухлучевой оптической схеме с интегрирующей сферой в сочетании с ксеноновой лампой-вспышкой. Ксеноновый импульсный источник света соответствует источнику освещения типа D_{65} , поддерживая постоянство его спектральных характеристик в течение всего долгого срока службы, не требуя времени на разогрев. Линейка из кремниевых фотодиодов после голографической решетки перекрывает спектральный диапазон длин волн от 360 до 750 нм с шагом $\Delta\lambda = 10$ нм. Спектроколориметры отличаются высокой автоматизация измерений. Приборы выполняют до ста «автокалибровок» с заданным интервалом времени, исключая ошибки оператора.

Поверка приборов осуществляется в соответствии с методикой поверки, утвержденной ВНИИОФИ.

Для поверки используют набор мер рабочего эталона единиц координат цвета и цветности ВЭТ 81-1-91 (в соответствии с поверочной схемой ГОСТ 8.205-90).

В табл. 14.4 представлены технические характеристики спектроколориметров фирмы Hunter Lab (США). Фирма имеет более чем 40-летний опыт работы в 68 странах мира. Спектроколориметр типа Mini Scan XE Plus представляет собой многоцелевой портативный переносной спектроколориметр, который может использоваться в текстильной, пищевой, бумажной, лакокрасочной и других отраслях промышленности для измерения прозрачных и отражающих образцов продукции: гладких, сыпучих или жидких. Данные взяты из каталогов продукции, выпускаемой фирмой.

В табл. 14.5 приведены основные технические характеристики трех типов спектроколориметров фирмы Datacolor International (Германия). Спектроколориметр Microflash 200d имеет выносной портативный измерительный блок, позволяющий проводить измерение координат цвета различных типов и различных размеров отражающих образцов. Остальные два спектроколориметра — стационарные приборы. Elrepho 3300 является примером специализированного спектроколориметра, помимо координат цвета измеряющего еще и белизну, а также блеск различных образцов. Применяется в целлюлозно-бумажной и текстильной промышленности. Данные взяты из каталогов фирмы.

Обладающая мировой известностью японская фирма Minolta Co., Ltd в середине 90-х годов выпускала несколько типов колориметров, предназначенных для измерений цвета световых источников, светоотражающих предметов и светопропускающих жидкостей [74]. Все пять типов приборов для измерений цвета светоотражающих предметов, состоящих из измерительных головок и процессора, портативны, выходные сигналы измерительных головок вводятся в унифицированный малогабаритный батарейный процессор типа DP-301 с дисплеем и принтером. В табл. 14.6 представлены параметры и характеристики измерительных головок всех пяти типов.

Общепризнанно, что в настоящее время наилучшими метрологическими характеристиками обладают трехзональные колориметры фирмы LMT (Германия). Именно этими приборами оснащены ведущие национальные метрологические лаборатории разных стран. В табл. 14.7 представлены основные сведения о колориметрах C1210 и C2210 этой фирмы [75]. Измерительным преоб-

Таблица 14.4. Основные технические характеристики спектроколориметров фирмы Hunter Lab (США) типа Color Quest XE, Mini Scan XE Plus и Ultra Scan XE

Характеристика	Scan XE	Mini Scan XE Plus	Ultra Scan XE
Принцип измерения	Двухлучевой спектрофотометр с голографической решеткой и 256-элементной диодной матрицей	—	Двухлучевой спектрофотометр с дифракционной решеткой и 40-элементной диодной матрицей
Тип измеряемых образцов	Отражающие и прозрачные образцы		
Геометрия освещения/наблюдения	D/8	45/0, D/0	D/8
Диаметр интегрирующей сферы, мм	152	(нет сведений)	152
Минимальный диаметр измеряемого образца, мм	9,5–25,4	5,0–25,0	6,0–25,0
Зеркальная составляющая	Включена/исключена	(нет сведений)	Включена/исключена
Спектральный диапазон, нм	400–700	400–700	360–750
Спектральное разрешение, нм	<3	10	10
Спектральный шаг, нм	10		
Реализуемые типы источников излучения	D65 (ксеноновая лампа-вспышка)	A,C,D65,F,TL84	D65 (ксеноновая лампа-вспышка)
Время измерения, с	<1	(нет сведений)	(нет сведений)
Апертура наблюдения, °	(нет сведений)	2 или 10	(нет сведений)
Индицируемые координаты цвета	(нет сведений)	L,a,b; L*,a*,b*; L*,c*,h*; X,Y,Z; x,y	(нет сведений)
Сходимость ΔE CIELAB	$\leq 0,03$ (по белому образцу), $\leq 0,05$ (по голубому образцу) по 20 измерениям	<0,04	0,01–0,04
Воспроизводимость ΔE CIELAB	$\leq 0,15$ (средняя), $\leq 0,25$ (максимальная)	0,05–0,25 (средняя)	0,05 (средняя)
Габариты, мм	279 × 420 × 498	102 × 127 × 254	(нет сведений)
Вес, кг	20,4	1,3	20,4

Таблица 14.5. Основные технические характеристики спектроколориметров фирмы Datscolor International (Германия) типа Microflash 200d, Spectroflash SF600 Plus CT, Elrepho 3300

Характеристика	Microflash 200d	Spectroflash SF600 Plus CT	Elrepho 3300
Принцип измерения	Двухлучевой спектрофотометр, снабженный голографической решеткой и 128-элементной диодной матрицей		
Тип измеряемых образцов	Отражающие	Отражающие и прозрачные	Отражающие
Геометрия освещения/наблюдения	D/8	D/0	D/0
Диаметр интегрирующей сферы, мм	66	152	152
Минимальный диаметр измеряемого образца, мм	22	от 3 до 30	от 9 до 33
Зеркальная составляющая	Включена/исключена	Включена/исключена	Исключена
Спектральный диапазон, нм	400–700	360–700	380–720
Спектральное разрешение, нм	3	3	3
Спектральный шаг, нм	10	5 или 10	10
Реализуемые типы источников излучения	A, C, D65, CWE, TL84, D50, U3000	D65 (ксеноновая лампа-вспышка)	A, C, D65, CWE, TL84, D50, D75, U3000
Время измерения, с	1	≤4	1
Апертура наблюдения, °	2 или 10		
Индицируемые координаты цвета	L*,a*,b*; L*,c*,h*	(нет сведений)	L*,a*,b*; L*,c*,h*; X,Y,Z; x, y
Сходимость ΔE CIELAB (по белому стандарту)	0,05	0,01	0,01
Воспроизводимость ΔE CIELAB	<0,2 (средняя), по 12 образцам	≤0,10 (средняя) ≤0,15 (максимальная)	≤0,15 (средняя) ≤0,25 (максимальная)
Габариты, мм	223 × 95 × 155 (индикаторный блок) 211 × 90 × 105 (выносной блок)	368 × 292 × 470 (горизонтальная модель) 597 × 292 × 356 (вертикальная модель)	597 × 292 × 356
Вес, кг	1,8/0,37	14,06	17,24

Таблица 14.6. Параметры и характеристики колориметрических измерительных головок фирмы Minolta [74]

Параметр, характеристика	CR-300	CR-310	CR-321	CR-331	CR-331C
Приемники излучения	6 кремниевых фотодиодов (3 для измерения интенсивности падающего излучения, 3 для измерения интенсивности отраженного излучения) с фильтрами для выделения монохроматических потоков трех основных цветов — красного, зеленого и синего				
Спектральная характеристика	Корректирована под стандартного наблюдателя МКО 1931 г. ($\bar{x}_2(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$)				
Источник света	Импульсная ксеноновая лампа (источник D65)				
Геометрия освещения / наблюдения	D/O (включая зеркальную компоненту)	Широкоапертурное освещение/0 (включая зеркальную компоненту)	45° полусферическое освещение/0	45° двунаправленное освещение/0	45° полусферическое освещение/0
Диаметр измеряемой поверхности, мм	8	50	3	25	25
Кратковременная несходимость измерений	Цветность (x, y): в пределах $\pm 0,0002$; цветовой контраст (ΔE^*ab): стандартное отклонение в пределах 0,07. Калибровка по платине белого цвета производится 30 раз с интервалом 10 с.				
Межприборное совпадение результатов измерений	ΔE^*ab в пределах 0,6	ΔE^*ab в пределах 0,8	ΔE^*ab в пределах 1,0	ΔE^*ab в пределах 0,8	ΔE^*ab в пределах 0,8
Температурный диапазон	Рабочий: 0–40 °C; регистрация и хранение информации (–20–+40) °C				
Влажность	Менее 85 % при 35 °C и отсутствии конденсата				
Габариты, мм ³	201 × 91 × 60	229 × 91 × 60	100 × 81 × 243	247 × 116 × 116	262 × 116 × 116
Масса, г	690	690	1225	1050	1400
Дополнительные принадлежности	Калибровочная пластина CR-A43, футляр CR-A60	Калибровочная пластина CR-A44, футляр CR-A64	Калибровочная пластина CR-A45, футляр CR-A63	Калибровочная пластина CR-A46, футляр CR-A61	Калибровочная пластина CR-A46, футляр CR-A61

Таблица 14.7. Технические и метрологические характеристики колориметров C1210 и C2210 [75]

Характеристика	C1210	C2210
Назначение	Определение координат цвета X,Y, Z, координат цветности x, y, коррелированной цветовой температуры	
Диапазон освещенностей	мин. 0,01 лк, макс. $6 \cdot 10^5$ лк	
Число диапазонов измерений	6	
$\bar{x}(\lambda)$ — коррекция погрешности корригирования f_{1x}	<1,5 %	
$\bar{y}(\lambda)$ — коррекция погрешности корригирования f_{1y}	<1,0 %	
$\bar{z}(\lambda)$ — коррекция погрешности корригирования f_{1z}	<2,0 %	
Чувствительность к УФ, u	<1,0 %	
Чувствительность к ИК, r	<1,0 %	
Погрешность за счет нелинейности f_3	<0,1 % ± 1 цифра	
Погрешность отсчета f_4	<0,15 %	
Температурный коэффициент α_0	<0,01 %/K	
Погрешность за счет утомляемости f_5	<0,15 %	
Погрешность за счет модуляции света f_7	<0,1 %	
Погрешность за счет переключения диапазонов f_{11}	<0,1 % (для Y-канала)	
Суммарная погрешность f_{ges}	<3 % (для Y-канала)	
Предельные частоты	нижняя <25 Гц; верхняя >100 кГц	
Калибровка	по источнику типа А при 25 °С; неопределенность $\pm 0,4$ % и ± 6 К межкалибровочный интервал <2 лет	
Размеры	365 × 450 × 135 мм ³	
Масса: — дисплей + измерительный блок — колориметрическая головка	~8 кг ~1,5 кг	

разователем в обоих приборах служит колориметрическая головка типа СН60, содержащая три независимых канала, в каждом из которых расположены светофильтр и кремниевый фотоэлемент. Выходные сигналы фотоэлементов усиливаются высокоточными операционными усилителями, обеспечивающими строгую пропорциональность фототока освещенности приемной площадки фотоэлемента. Фототоки преобразуются в соответствующие напряжения, поступающие на входы АЦП, за которыми следует микропроцессор. Колориметрическая головка термостатирована. Диаметр ее активной приемной поверхности равен 60 мм, калибровка осуществляется при температуре 25 °С.

В целях устранения субъективизма в оценке качества современных фильтровых колориметров были предложены ряд критериев их сравнения. В [76] отмечено, что характеристики измерительных головок фильтровых колориметров, предназначенных для измерений цвета источников света и светящихся (световых) дисплеев, достаточно точно моделируются с помощью функций сложения цветов $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$. В 1980 г. Гейтлер и Крохман предложили характеризовать качество трех колориметрических головок суммарной погрешностью $f_{1,n}$ в соответствии с известным критерием оценки адаптации фотометрических головок к функции $V(\lambda)$, т. е.

$$f_{1,n} = \frac{f_s * (\lambda)_{n,\text{отн}} - \bar{n}(\lambda) d\lambda}{\int \bar{n}(\lambda) d\lambda},$$

где $f_s * (\lambda)_{n,\text{отн}} = \frac{f_s * (\lambda)_A - \bar{n}(\lambda) d\lambda}{\int \bar{s}(\lambda)_A s_n(\lambda) d\lambda} \cdot s_n(\lambda)$ — относительные спектральные

характеристики X , Y , Z -каналов колориметра, калиброванного по источнику типа А; $\bar{n}(\lambda)$ — функции МКО сложения цветов $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$.

Однако интегральные оценки качества коррекции f_{1x} , f_{1y} , f_{1z} используются только производителями приборов при их разработке и исследованиях, а формулу

$$\bar{f}_1 = (f_{1x}^2 + f_{1y}^2 + f_{1z}^2)^{1/2}$$

нельзя признать корректной [76].

В 1983 г. Д. Гундлах предложил метод, использующий другие функции сложения цветов для сравнения колориметров, применяемых при измерениях цвета планковских излучателей, газоразрядных ламп, сигнальных огней и др. цветных объектов [76]. Согласно этому методу, суммарная погрешность вычисляется как МКО-LUV цветовое различие для функции сложения цвета t , взвешенной с учетом относительных спектральных характеристик колориметра и функций сложения цветов:

$$d_t = \Delta E_{u,v}^* - \sqrt{(\Delta L_t^*)^2 + (\Delta u_t^*)^2 + (\Delta v_t^*)^2}.$$

Для оценки качества колориметров различного назначения предложены соответствующие формулы [76]. При сравнении колориметров для измерения цвета источников света и световых дисплеев в качестве функции сложения цвета $\varphi(\lambda)$ рекомендовано использовать спектральное распределение мощности $S(\lambda)$ планковского излучателя. Для ламп накаливания функция $\varphi(\lambda)$ зависит от абсолютной температуры нити T и выглядит следующим образом:

$$\varphi(\lambda)_T = k c_1 \lambda^{-5} \left(e^{c_1/\lambda T} - 1 \right)^{-1}.$$

У источников дневного света для расчета относительного спектрального распределения мощности рекомендовано применять зависимость $\varphi(\lambda)$ от ближайшей цветовой температуры:

$$\varphi(\lambda)_{T_n} = S(\lambda)_o + M_1 S(\lambda)_1 + M_2 S(\lambda)_2.$$

Соответственно, применительно к газоразрядным лампам рекомендовано использовать $S(\lambda)_N$ определенных ламп, применяемых для проверки степени корригированности спектральной характеристики фотометра под функцию $V(\lambda)$:

$$\varphi(\lambda)_N = S(\lambda)_N.$$

Для определения эффективности двух предложенных методов оценки качества колориметров были исследованы 5 приборов различных фирм: LMT, Minolta, Photo Res., PRC и Topcon. Сравнению с функциями МКО сложения цветов $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$ подлежали спектральные характеристики колориметров. Второй метод (Гундлаха) показал лучшую сходимость результатов, чем базирующийся на физических принципах первый метод, поскольку последним не предусматривалось колориметрическое взвешивание расхождений между спектральными характеристиками и функциями сложения цветов [76].

Тем не менее, именно физический подход при определении погрешности трехканальных колориметров может служить объективным критерием оценки качества прибора. При этом необходимо знать относительную спектральную характеристику каналов колориметрической головки.

14.4. Эталонные измерения цвета

В целях создания системы обеспечения единства измерений в колориметрии во ВНИИОФИ были разработаны и внедрены на территории Российской Федерации Государственный специальный эталон единиц координат цвета (X , Y , Z) и координат цветности (x , y) и Государственная поверочная схема для средств измерений этих величин. Передача размеров единиц координат цвета и цветности регламентирована ГОСТ 8.205-90 [6] как для несамосветящихся, так и для самосветящихся объектов.

Государственный специальный эталон единиц координат цвета и координат цветности. Государственный специальный эталон состоит из комплекса следующих средств измерений:

- спектрофотометрической установки для воспроизведения единиц координат цвета несамосветящихся объектов;
- эталонного спектрорадиометра для воспроизведения единиц координат цветности несамосветящихся объектов и непрерывного оптического излучения;
- эталонных наборов мер (переменных по своему составу) несамосветящихся объектов и излучателей непрерывного оптического излучения;
- системы регистрации и обработки информации.

Рассмотрим последовательно все элементы этого комплекса.

Спектрофотометрическая установка. Спектрофотометрическая установка имеет две ветви: измерения абсолютных значений спектральных коэффициентов диффузного отражения (пропускания) и измерения индикатрис и коэффициентов яркости в геометрии 0/45 и 45/0, а также измерения коэффициентов пропускания. Обе ветви выполнены на базе серийной установки КСВУ 23. Структурная схема ветви для измерения коэффициентов диффузного отражения приведена на рис. 14.16. Излучение от осветительной части установки направляется на входное отверстие измерительной сферы I. Предусмотрены разные варианты измерений спектральных коэффициентов

диффузного отражения при геометрии $0/d$ и $d/0$, а также коэффициентов пропускания. В зависимости от варианта измерений в установке качается сфера I или приемник излучения ФЭУ-2 с помощью привода на основе шагового двигателя ШД.

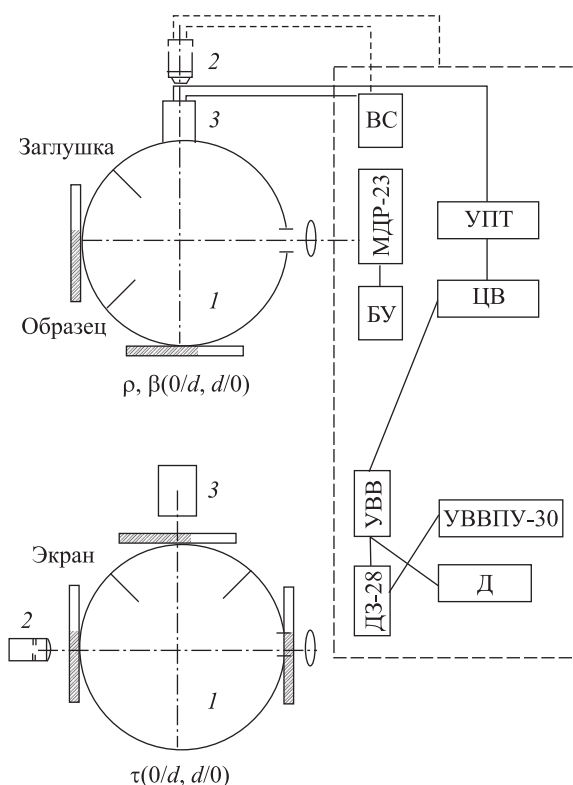


Рис. 14.16. Структурная схема спектрофотометрической установки

Световой сигнал, преобразованный ФЭУ 3 в электрический, поступает на вход усилителя постоянного тока УПТ, входные и выходные цепи которого расположены в пульте управления, а сам усилитель — в устройстве ввода-вывода.

С выхода усилителя сигнал поступает на цифровой вольтметр ЦВ, который одновременно служит АЦП для преобразования аналогового сигнала в цифровой двоично-десятичный код и индикаторным прибором.

Преобразованный в код сигнал поступает в устройство ввода-вывода УВВ и далее на вычислительное устройство ДЗ-28. В вычислительном устройстве сигналы обрабатываются и либо запоминаются, либо выводятся на дисплей Д в цифровом виде и печатающее устройство УВВПУ-30 в цифровом и графическом виде. Блок управления работает в двух режимах: с управлением от вычислительного устройства и автономно. При работе в составе комплекса блок работает с управлением от вычислительного устройства через устройство ввода-вывода УВВ.

При автономной работе блока управления импульсы, подаваемые на шаговый двигатель, формируются генератором, встроенным в блок. Питание источников излучения осуществляется от блока питания НСП-40, а фотоэлектронного умножителя — от высоковольтного стабилизатора ВС.

Ветвь измерений индикатрис и определения коэффициентов яркости действует следующим образом (рис. 14.17) (измерения производятся по силе света). Свет от источника излучения попадает на поляроид, задающий p -или s -поляризации. Поляроид применяется для исключения влияния поляризации источника излучения на измерения. Поляризованное излучение модулируется при помощи лопастного механического модулятора и фокусируется объективом осветительной части на поверхности образца. Рассеянное объектом излучение собирается объективом со всей поверхности образца (работающей как эквивалентный точечный источник) на приемник излучения ФЭУ. Переменный световой сигнал, преобразованный фотоэлектронным умножителем в электрический, поступает на вход усилителя В6-4.

С выхода усилителя переменный сигнал поступает на преобразователь напряжений В9-8, где преобразуется в постоянный и регистрируется цифровым вольтметром ЦВ, который одновременно служит АЦП аналогового сигнала в цифровой двоично-десятичный код и индикаторным прибором. Преобразованный в код сигнал поступает в устройство ввода-вывода УВВ и далее на вычислительное устройство ВУ (ДЗ-28). В вычислительном устройстве сигналы обрабатываются и либо запоминаются, либо выводятся на дисплей D в цифровом виде и на печатающее устройство УВВПЧ-30 в цифровом или графическом виде.

Сканирование спектра производится с помощью шагового двигателя (ШД) ШДР-721, питание на который поступает с блока управления БУ. Блок управления работает в двух режимах: с управлением от вычислительного устройства и автономно. Сканирование спектра может производиться по любой заданной ВУ программе. При автономной работе БУ импульсы, подаваемые на шаговый двигатель, формируются генератором, встроенным в блок.

Ветвь установки позволяет производить измерения коэффициента яркости в двух режимах: 1) сканирования по углам наблюдения и длинам волн, когда ставится образец с неизвестными параметрами и проводится измерение инди-

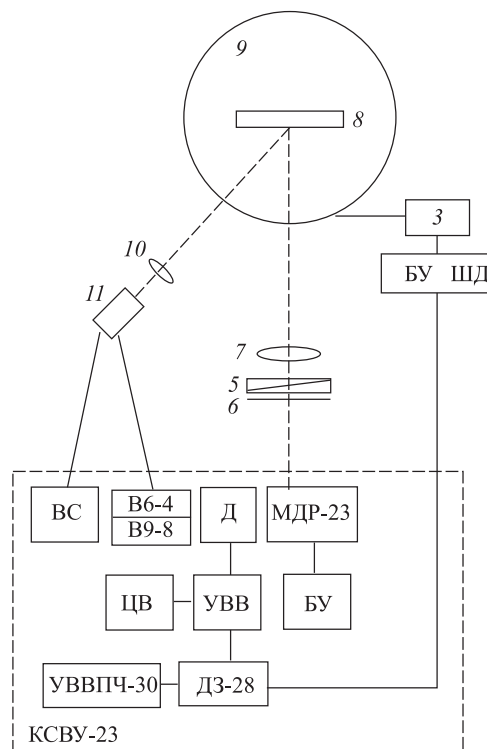


Рис. 14.17. Структурная схема спектрофотометрической установки

катрис яркости; 2) угол наблюдения 45° остается неизменным, а сканирование производится по длинам волн (сравнение с эталонным отражателем).

Эталонный спектрорадиометр. Структурная схема эталонного спектрорадиометра изображена на рис. 14.18. Его основу составляет автоматический монохроматор, управляемый персональной ЭВМ. Монохроматор снаб-

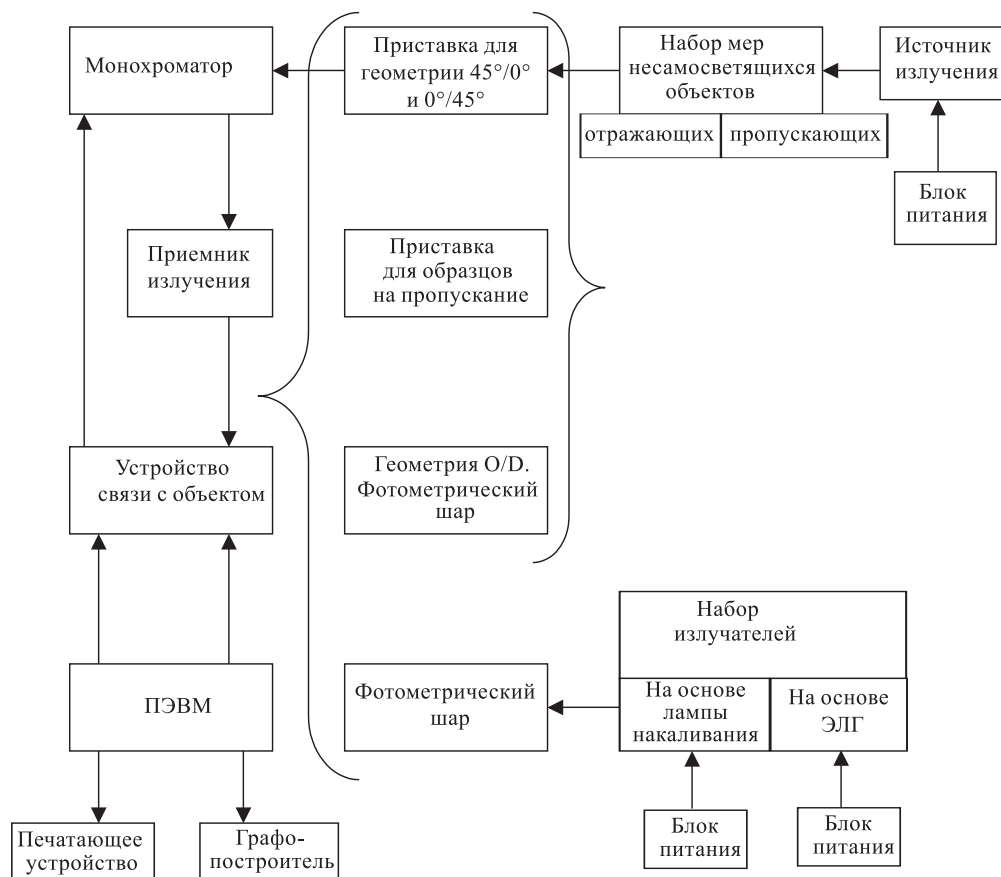


Рис. 14.18. Структурная схема эталонного спектрорадиометра

жен фотометрическим шаром и набором приставок. Эти принадлежности обеспечивают выполнение условий освещения/наблюдения, установленных МКО для измерений цвета несамосветящихся прозрачных и отражающих образцов и самосветящихся объектов, излучение от которых попадает на входную щель монохроматора через фотометрический шар. В состав установки входит эталонный набор образцов несамосветящихся объектов и излучателей переменного состава. На спектрорадиометре производятся измерения относительного спектрального распределения потока излучения, после чего расчетным путем определяется значение координаты цветности для любого типа объекта. Результаты измерений выводятся на дисплей ПЭВМ, печатающее устройство и графопостроитель.

Эталонные наборы мер и излучателей. Эталонный набор образцов несамосветящихся объектов и излучателей переменного состава для передачи размеров единиц состоит из двух частей.

В первую часть входят:

- эталонный набор прозрачных мер координат цвета;
- эталонный набор отражающих мер координат цвета;
- эталонный набор образцов белой поверхности.

Эталонный набор прозрачных мер координат цвета состоит из шести плоскопараллельных пластин размером $40 \times 40 \text{ мм}^2$:

- эталонной меры 15-22-69 толщиной 2,02 мм, изготовленной из зеленого прозрачного оптического стекла марки ЗС-2;
- эталонной меры 15-24-69 толщиной 2,07 мм, изготовленной из синего прозрачного оптического стекла марки СС-8;
- эталонной меры 43-11-83 толщиной 1,5 мм, изготовленной из пурпурного прозрачного оптического стекла марки ПС-8;
- эталонной меры 15-4-69 толщиной 1,08 мм, изготовленной из нейтрального оптического стекла марки НС-8;
- эталонной меры 84-60-08 толщиной 6,1 мм, изготовленной из нейтрального оптического стекла марки НС-8;
- эталонной меры 15-19-69 толщиной 2,50 мм, изготовленной из красного «глушенного» оптического стекла марки КС-13.

Плоскопараллельность эталонных мер выдержана с погрешностью не более 0,001 мм, отступление от плоскостности составляет от 2 до 5 интерференционных колец.

Эталонный набор отражающих мер координат цвета состоит из 10 пластин, изготовленных из цветного непрозрачного «глушенного» стекла и одной металлической пластины, покрытой титановой чернью. В набор входят:

- эталонная мера 01-7-75 толщиной 8,5 мм синего цвета из стекла ОСС-2;
- эталонная мера 01-9-75 толщиной 8,7 мм из зеленого стекла ОЗС-2;
- эталонная мера 01-12-75 толщиной 8,5 мм из красного стекла ОКС-2;
- эталонная мера 01-8-75 толщиной 8,5 мм из голубого стекла ОСС-1;
- эталонная мера 01-13-75 толщиной 8,5 мм из пурпурного стекла ОПС-2;
- эталонная мера 01-10-75 из желтого стекла ОЖС-2;
- эталонная металлическая пластина размером $80 \times 80 \text{ мм}^2$, покрытая титановой чернью;
- эталонные серые образцы из металла того же размера под номерами 1–9, 1–11 и 1–13, образующие «серую» шкалу.

Эталонный набор образцов белой поверхности состоит из:

- двух дисков диаметром 60 мм и толщиной 9 мм под номерами 46–80 и 47–80, изготовленных из одного и того же куска молочного стекла марки МС-20;
- образца белой поверхности № 1–14 в виде пластины размером $80 \times 80 \times 6 \text{ мм}^3$ из прессованного методом спекания политетрафтор-этилена на металлической подложке.

Спектральные коэффициенты отражения эталонных образцов белой поверхности измерены абсолютным методом Тэйлора.

Во вторую часть эталонного набора образцов входят излучатели, в том числе:

— излучатели, воспроизводящие спектральный состав и цветность основных люминофоров, применяемых в электронно-лучевых трубках (ЭЛТ) цветного изображения: красного, зеленого, синего и источника D_{65} , цветность которого воспроизводится свечением смеси упомянутых люминофоров. Излучатели выполнены на малогабаритных ЭЛТ типа «Лавиния» с диаметром катода 50 мм. Излучатели могут действовать в непрерывном и импульсном режимах;

— излучатели, воспроизводящие те же параметры основных люминофоров, но основанные на серийном кинескопе типа 25 ЛК2Ц; эти излучатели действуют в режиме телевизионного стандарта;

— излучатели, воспроизводящие цветность источников, имеющих гладкий спектр излучения (типа светосигнальных систем, габаритных огней и т. п.) и представляющих собой набор аттестованных фильтров из прозрачного цветного оптического стекла и источника света типа А.

Все излучатели снабжены специализированными блоками питания, обеспечивающими исключительно высокую стабильность их светотехнических и цветовых характеристик.

Результаты исследования Государственного специального эталона.

Исследование спектрофотометрической установки.

Исследование градуировки шкалы длин волн монохроматора

Погрешность градуировки шкалы длин волн определялась как разность между показаниями шкалы монохроматора и действительным значением длины волны. Экспериментально эта разность проверялась при помощи спектральной ртутно-гелиевой лампы ДРГС-12 на следующих линиях в исследуемом диапазоне: 404,66 нм; 435,83 нм; 501,57 нм; 576,96 нм; 706,51 нм. В качестве систематической составляющей погрешности шкалы длин волн спектрофотометрической установки была принята наибольшая разность между средними значениями измеренных длин волн и паспортными данными, составившая 0,1 нм.

Исследование влияния рассеянного света. Составляющая неисключенной систематической погрешности $\Theta_{рс}$ спектрофотометрической установки определялась при помощи отрезающих светофильтров, установленных после выходной щели монохроматора и блокирующих паразитное излучение. Отношение фототоков приемника со светофильтром и без него определило значение составляющей НСП, которая для диффузно рассеянного света не превысила 0,003 и для монохроматического рассеянного света 0,001.

Исследование нелинейности измерительного тракта установки. Нелинейность измерительного тракта установки и порождаемая ею НСП определялась с помощью двух призм Глана, одна из которых закреплялась в угломерном устройстве, а другая оставалась неподвижной. Ослабление светового потока, прошедшего через скрещенные призмы Глана, пропорционально квадрату косинуса угла между плоскостями поляризации призм. По результатам исследования установлено, что составляющая НСП Θ_n , порождаемая нелинейностью измерительного тракта при преобразовании светового потока в напряжение, для сигналов больше 500 мкВ не превышает 0,001.

Исследование влияния спектральной ширины щели. Погрешность $\Theta_{щ}$, порождаемая отличием реальной спектральной ширины щели от номи-

нальной, определяется как произведение относительного наклона исследуемого спектрального распределения, обратной дисперсии решетки монохроматора и размера выходной щели монохроматора. Вследствие этого рассматриваемая составляющая НСП будет большой для образцов с крутыми спектральными распределениями и пренебрежимо малой для образцов с плавным распределением. Для молочного стекла МС-20 на длине волны 400 нм $\Theta_{\text{щ}}$ составляет 0,0002, а на остальных длинах волн — меньше 0,00002. Для красного образца максимальное значение $\Theta_{\text{щ}} = 0,0021$ на длине волны $\lambda = 620$ нм.

Суммирование для каждой длины волны и для различных образцов вышеперечисленных погрешностей, а также неисключенных систематических погрешностей, присущих интегральному шаровому фотометру, дает значение НСП воспроизведения единиц цвета отражающих образцов в пределах $\Theta_x = 0,058-0,1$; $\Theta_y = 0,062-0,1$; $\Theta_z = 0,033-0,1$.

Исследование неселективности опорного приемника. Исследование заключалось в расчете эффективного коэффициента поглощения приемной полости опорного приемника типа ПП-1. Расчет производился методом Монте-Карло. В спектральном диапазоне (0,38–0,78) мкм коэффициент поглощения черного матового лака АК-243, которым покрыта внутренняя поверхность конической полости опорного приемника, изменяется от 0,975 до 0,986.

Расчет показал, что при этом эффективный коэффициент поглощения конической полости меняется в пределах от 0,9994 до 0,9996, а погрешность, вносимая неравномерностью относительной спектральной характеристики опорного приемника, не превышает $2 \cdot 10^{-4}$.

Исследование погрешности, обусловленной погрешностью шкалы длин волн монохроматора меры ОСРПИ. Неисключенная систематическая погрешность, обусловленная погрешностью шкалы длин волн монохроматора меры относительного спектрального распределения потока излучения (ОСРПИ), определялась экспериментальным путем по линиям излучения лампы ДРГС-12 с погрешностью $\pm 0,0005 \text{ \AA}$.

По результатам измерений погрешность по шкале длин волн не превышает значения $\pm 0,5 \text{ \AA}$, что вызывает погрешность в определении ОСРПИ не более $\pm 0,001$.

Исследование погрешности, обусловленной наличием диффузного рассеянного света в монохроматоре ГСЭ. Интенсивность диффузного рассеянного света в монохроматоре ГСЭ определена экспериментальным путем и не превышает значения 0,04 %.

Погрешность измерений координат цветности при этом составляет:

$$\Theta_x = (0,09-0,27) \cdot 10^{-4}; \quad \Theta_y = (0,13-0,4) \cdot 10^{-4}.$$

Исследование погрешности, обусловленный наличием ширины щели в монохроматоре ГСЭ. Влияние ширины щели на погрешность измерения координат цвета определена расчетным путем и составляет:

$$\Theta_x = (0,22-0,67) \cdot 10^{-4}; \quad \Theta_y = (0,33-1) \cdot 10^{-4}.$$

Исследование погрешности, обусловленной нелинейностью приемно-усилительного канала ГСЭ. Исследования нелинейности приемно-усилительного канала были проведены методом сложения апертур и во всем

динамическом диапазоне определено значение поправочного коэффициента с погрешностью $\pm 0,3\%$. При этом погрешность по координатам цветности составляет:

$$\Theta_x = (0,8-2,3) \cdot 10^{-4}; \quad \Theta_y = (1-3) \cdot 10^{-4}.$$

Погрешность, обусловленная погрешностью аттестации ГСЭ. ГСЭ аттестуется с помощью меры относительного спектрального распределения потока излучения с погрешностью $\pm 1\%$, что соответствует следующим погрешностям по координатам цветности:

$$\Theta_x = (2,2-6,7) \cdot 10^{-4}; \quad \Theta_y = (3,3-10) \cdot 10^{-4}.$$

Составляющие неисключенной систематической погрешности воспроизведения единицы координат цветности и ее суммарное значение приведены в табл. 14.8.

Таблица 14.8. Составляющие неисключенной систематической погрешности воспроизведения единицы координат цветности

№ п/п	Составляющие погрешности	Значения погрешностей	
		Θ_x	Θ_y
1.	Погрешность шкалы длин волн	$(2,2-6,7) \cdot 10^{-4}$	$(3,3-10) \cdot 10^{-4}$
2.	Погрешность, обусловленная монохроматическим рассеянным светом	$(0,11-0,33) \cdot 10^{-4}$	$(0,2-0,6) \cdot 10^{-4}$
3.	Погрешность, обусловленная диффузным рассеянным светом	$(0,09-0,27) \cdot 10^{-4}$	$(0,13-0,4) \cdot 10^{-4}$
4.	Погрешность, обусловленная шириной щели монохроматора	$(0,22-0,67) \cdot 10^{-4}$	$(0,33-0,1) \cdot 10^{-4}$
5.	Погрешность, обусловленная нелинейностью приемноусилительного канала	$(0,8-2,3) \cdot 10^{-4}$	$(1)-(3) \cdot 10^{-4}$
6.	Погрешность аттестации	$(2,2-6,7) \cdot 10^{-4}$	$(3,3-10) \cdot 10^{-4}$

$$\Theta_0 = k \sqrt{\sum_1^n \Theta_i^2}, \quad \Theta_{0x} = 3 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-3}, \quad \Theta_{0y} = 5 \cdot 10^{-4} - 1,47 \cdot 10^{-3}.$$

Неисключенная систематическая погрешность определяется, при доверительной вероятности $P = 0,994$ и $k = 1,4$, по формуле $\Theta_0 = k \sqrt{\sum_1^n \Theta_i^2}$, где k — коэффициент, зависящий от P .

Средние квадратические отклонения результатов воспроизведения единиц координат цветности на ГСЭ. Средние квадратические отклонения результатов воспроизведения единиц координат цветности определялись экспериментально по результатам 10 измерений и составили:

$$S_x = S_y \leq 0,25 \cdot 10^{-3} \quad \text{при } x > 0,1, \quad y > 0,1;$$

$$S_x = S_y \leq 2,5 \cdot 10^{-3} \quad \text{при } x \leq 0,1, \quad y \leq 0,1.$$

Вторичные эталоны единиц координат цвета и координат цветности. В качестве вторичных эталонов единиц координат цвета несамосветящихся объектов применяют комплексы, состоящие из спектроколориметрических установок с наборами мер (отражающих и прозрачных образцов) в диапазонах измерений: $X = 2,5-109,0$; $Y = 1,4-98,0$ и $Z = 1,7-107,0$ и системы регистрации и обработки информации.

В качестве вторичных эталонов единиц координат цветности несамосветящихся объектов применяют комплексы, состоящие из колориметра с наборами отражающих и прозрачных образцов в диапазонах измерений: $x = 0,0039-0,7347$ и $y = 0,0048-0,8338$ и системы регистрации и обработки информации.

В качестве вторичных эталонов единиц координат цветности самосветящихся объектов применяют комплексы, состоящие из спектрорадиометра с наборами мер (излучателей) в диапазонах измерений: $x = 0,0039-0,7347$ и $y = 0,0048-0,8338$ при яркости от 10 до 1000 кд/м² и системы регистрации и обработки информации.

Средние квадратические отклонения результатов сличений S_{Σ} вторичных эталонов единиц координат цвета несамосветящихся объектов с государственным составляют:

- для прозрачных образцов — $S_{X_{\Sigma}} = S_{Y_{\Sigma}} = S_{Z_{\Sigma}} = 0,1$;
- для отражающих образцов — $S_{X_{\Sigma}} = S_{Y_{\Sigma}} = 0,2$, $S_{Z_{\Sigma}} = 0,25$.

Средние квадратические отклонения результатов сличений S_{Σ} вторичных эталонов единиц координат цветности несамосветящихся объектов с государственным не должны превышать:

- 0,007 — для координат цветности $x < 0,1$ или $y < 0,1$;
- 0,0007 — для координат цветности $x > 0,1$ или $y > 0,1$.

Средние квадратические отклонения результатов сличений вторичных эталонов единиц координат цветности самосветящихся объектов с государственным составляют $S_{X_{\Sigma}} = S_{Y_{\Sigma}} = 0,0008-0,0020$.

Вторичные эталоны единиц координат цвета и координат цветности несамосветящихся объектов применяют для передачи размеров единиц разрядным (рабочим) эталонам методом прямых измерений и сличением при помощи компараторов (набора мер координат цвета и набора образцов координат цветности) и рабочим средствам измерений сличением при помощи компаратора (набора мер координат цвета и набора образцов координат цветности).

Вторичные эталоны единиц координат цветности самосветящихся объектов применяют для передачи размеров единиц разрядным (рабочим) эталонам методом прямых измерений и сличением при помощи компаратора (набора мер) и рабочим средствам измерений сличением при помощи компаратора (набора мер).

Рабочие эталоны единиц координат цвета и координат цветности. В качестве разрядных (рабочих) эталонов единиц координат цвета и координат цветности несамосветящихся объектов применяют: наборы мер координат цвета в диапазонах измерений $X = 2,5-107,0$; $Y = 2-98$ и $Z = 1,7-107,0$; колориметры в диапазонах измерений: координат цвета $X = 2,5-109,0$; $Y = 1,4-98,0$ и $Z = 1,7-107,0$ и координат цветности — $x = 0,004-0,734$ и $y = 0,005-0,834$; наборы образцов координат цветности в диапазонах измерений: $x = 0,2-0,5$ и $y = 0,25-0,44$.

В качестве разрядных (рабочих) эталонов единиц координат цветности самосветящихся объектов применяют источники A , B , C со значениями: $x_A = 0,448$; $y_A = 0,407$; $x_B = 0,348$; $y_B = 0,352$; $x_C = 0,310$ и $y_C = 0,316$; излучатели в диапазонах измерений: $x = 0,1-0,7$ и $y = 0,05-0,70$ и колориметры в диапазонах измерений: $x = 0,004-0,734$ и $y = 0,005-0,834$ при яркости от 10 до 1000 кд/м².

Пределы допускаемых абсолютных погрешностей Δ разрядных (рабочих) эталонов единиц координат цвета несамосветящихся объектов составляют:

- для прозрачных образцов — $\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 0,15-0,20$;
- для отражающих образцов — $\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 0,3-0,35$.

Пределы допускаемых абсолютных погрешностей Δ разрядных (рабочих) эталонов единиц координат цветности несамосветящихся объектов составляют: $\Delta_x = \Delta_y = 0,002-0,020$.

Пределы допускаемых абсолютных погрешностей Δ разрядных (рабочих) эталонов единиц координат цветности самосветящихся объектов составляют: $\Delta_x = \Delta_y = 0,002-0,005$.

Разрядные (рабочие) эталоны применяют для поверки рабочих средств измерений координат цвета и координат цветности несамосветящихся объектов методом прямых измерений и сличением при помощи компаратора (набора мер координат цвета и набора образцов координат цветности).

Разрядные (рабочие) эталоны применяют для поверки рабочих средств измерений координат цветности самосветящихся объектов методом прямых измерений и сличением при помощи компаратора (набора мер).

Рабочие средства измерений координат цвета и координат цветности. В качестве рабочих средств измерений координат цвета несамосветящихся объектов применяют: колориметры в диапазонах измерений: $X = 2,5-109,0$; $Y = 1,4-98,0$ и $Z = 1,7-107,0$; визуальные колориметры в диапазонах измерений: $X = 3-90$; $Y = 2-98$ и $Z = 2-105$.

В качестве рабочих средств измерений координат цветности несамосветящихся объектов применяют: колориметры в диапазонах измерений: $x = 0,004-0,734$ и $y = 0,005-0,834$.

В качестве рабочих средств измерений координат цветности самосветящихся объектов применяют: колориметры в диапазонах измерений: $x = 0,004-0,734$ и $y = 0,005-0,834$ и телевизионные колориметры в диапазонах измерений: $x = 0,1-0,7$ и $y = 0,05-0,70$ при яркости от 10 до 1000 кд/м².

Пределы допускаемых абсолютных погрешностей Δ рабочих средств измерений координат цвета несамосветящихся объектов составляют:

- для прозрачных образцов — $\Delta_X = \Delta_Y = \Delta_Z = 0,20-1,00$;
- для отражающих образцов — $\Delta_X = \Delta_Y = \Delta_Z = 0,4-1,5$.

Пределы допускаемых абсолютных погрешностей Δ рабочих средств измерений координат цветности несамосветящихся объектов составляют: $\Delta_x = \Delta_y = 0,002-0,50$.

Пределы допускаемых абсолютных погрешностей Δ рабочих средств измерений координат цветности самосветящихся объектов составляют: $\Delta_x = \Delta_y = 0,004-0,020$.

Глава 15

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Состояние поляризации оптического излучения, прошедшего сквозь образец исследуемого вещества или материала, содержит много полезной аналитической информации о его свойствах. Особенно информативными являются параметры поляризованного излучения на выходе образца, характеризующие изменение положения плоскости преимущественных колебаний (угла вращения плоскости поляризации), параметры эллиптичности, степень дихроичного поглощения излучения веществом.

Физические основы, методы и средства поляризационных измерений были в свое время достаточно подробно освещены в давно опубликованных малотиражных монографиях Е. А. Волковой, а также А. И. Ванюрихина и В. П. Герчановской, едва ли доступных нынешнему читателю. В более поздней книге проф. В. Н. Снопко [77] на современном уровне описаны поляризационные характеристики оптического излучения и методы их измерения. Вместе с тем, в упомянутых работах не рассмотрены ни современные средства технических измерений поляризационных характеристик, ни вопросы, касающиеся обеспечения единства поляризационных измерений. В [3] изложены основы поляризационной лазерометрии, базирующиеся на международных рекомендациях в части основных терминов и определений, а также методик выполнения измерений поляризационных параметров и характеристик лазерного излучения.

Однако особую привлекательность для потребителя, интересующегося структурными и физико-химическими свойствами веществ и материалов, представляют поляризационные измерения с использованием некогерентного оптического излучения различной степени поляризованности.

Вышедший более 20 лет назад отечественный стандарт [78] регламентировал лишь методы и средства поляриметрии, т. е. определения оптической активности веществ и материалов. В этом документе основное внимание уделялось поляриметрам — приборам, служащим для измерения угла поворота плоскости поляризации. Позднее появились рекомендации МКО [79], касающиеся терминов и определений в области поляризационных измерений, не претерпевшие существенных изменений до настоящего времени.

Достаточно подробно поляризационные измерения свойств веществ и материалов описаны в монографии [6], откуда преимущественно и заимствовано содержание настоящей главы.

15.1. Основные понятия, термины и определения

Поляризацией света называется выделение поляризованного света из естественного или частично поляризованного.

Примечание. Поляризация является фундаментальным свойством, типичным именно для поперечных колебаний. Обычно рассматриваются колебания электрического вектора.

По состоянию (типу) поляризации излучение принято делить на:

- естественное;
- линейно поляризованное;
- поляризованное по кругу (циркулярно поляризованное);
- эллиптически поляризованное;
- смесь естественного и линейно поляризованного;
- смесь естественного и циркулярно поляризованного;
- смесь естественного и эллиптически поляризованного.

Последние три состояния объединяют названием «частично поляризованное излучение».

Направлением колебаний считается направление вектора напряженности электрического поля (электрического вектора электромагнитной волны).

Плоскостью колебаний (плоскостью преимущественных колебаний) называется плоскость, содержащая электрический вектор и направление распространения электромагнитного излучения.

В литературе часто встречается эквивалентный термин «плоскость поляризации».

Под эллиптичностью b/a (поляризованного по эллипсу излучения) подразумевается отношение малой b и большой a (главной) полуосей эллипса.

Примечание. Эллипс описывается движением конца вектора напряженности электрического поля в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения.

Углом эллиптичности ε называется угол, тангенс которого равен эллиптичности, т. е. $\operatorname{tg} \varepsilon = b/a$.

Примечание. Угол ε ограничен пределами $-45^\circ \leq \varepsilon \leq 45^\circ$. При $\varepsilon = \pm 45^\circ$ излучение становится циркулярно поляризованным, а при $\varepsilon = 0$ — линейно поляризованным.

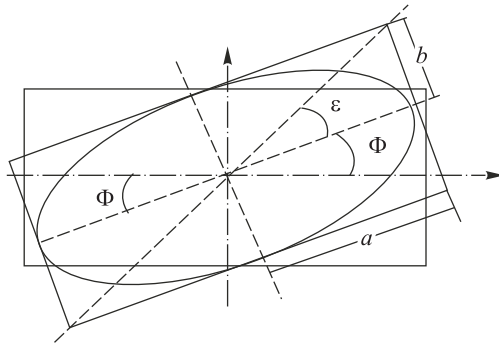


Рис. 15.1. Эллипс с углами Φ и ε

Азимут Φ именуется угол между главной осью эллипса в данный момент и опорной (референтной) осью, перпендикулярной направлению распространения излучения.

Параметрами Стокса именуется четыре вещественных величины одинаковой размерности (их единицей служит ватт), полностью описывающие состояние поляризации монохроматического или квазимонохроматического излучения. Совокупность четырех параметров S_0 ,

S_1 , S_2 и S_3 называется **вектором Стокса** и дает полное описание не только состояния поляризации, но и мощности пучка.

Первый параметр S_0 отображает суммарную мощность пучка и является ее мерой. Следовательно, $S_0 > 0$. Наиболее общим состоянием поляризации компоненты с мощностью S_p считается эллиптическое, а отношение $p = S_p/S_0$ именуется степенью поляризации пучка.

Для полного описания этой компоненты пучка необходимо знать Φ и ε (рис. 15.1).

Дополнительное описание поляризованной компоненты дают три остальных параметра Стокса:

$$\begin{aligned} S_1 &= S_p \cos(2\Phi) \cos(2\varepsilon), & S_2 &= S_p \sin(2\Phi) \cos(2\varepsilon), \\ S_3 &= S_p \sin(2\varepsilon). \end{aligned}$$

В итоге вектор Стокса можно представить в виде функции четырех аргументов: P , p , Φ и ε , т. е.

$$S = P [1, p \cos(2\Phi) \cos(2\varepsilon), p \sin(2\Phi) \cos(2\varepsilon), p \sin(2\varepsilon)],$$

и наоборот:

$$\begin{aligned} P &= S_0, & p &= \frac{1}{S_0} (S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2}, \\ \Phi &= \frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \frac{S_1}{S_2}, & \varepsilon &= \frac{1}{2} \sin^{-1} \left[S_3 (S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{-1/2} \right]. \end{aligned}$$

Таким образом, предварительно можно констатировать, что для полного описания состояния поляризации пучка лазерного излучения необходимо выполнить, по крайней мере, четыре независимых измерения.

Для количественного определения состояний поляризации и родственных ей эффектов, приводящих к изменению этих состояний (оптическая активность, дихроизм, двойное лучепреломление), применяются соответствующие СИ, в состав которых входят специфические оптические элементы. Поэтому продолжим ознакомление с основными терминами и определениями в области поляризационных измерений.

Одним из основных компонентов любого средства поляризационных измерений является **поляризатор**, представляющий собой оптический элемент, формирующий на своем выходе определенного типа поляризованное излучение за счет процессов отражения и преломления в нем падающей волны. Аналогичный по структуре оптический элемент, позволяющий обычно путем вращения вокруг оптической оси количественно оценить состояние поляризации падающего на него излучения, именуется **анализатором**.

Совершенным поляризатором именуется оптический элемент, порождающий единственное состояние поляризации прошедшего сквозь него пучка вне зависимости от состояния поляризации падающего излучения. Поляризатор может называться линейным, циркулярным или эллиптическим в зависимости от единственного состояния поляризации. В литературе нередко просто поляризатором называют **линейный поляризатор**.

Несовершенным поляризатором именуется такой оптический элемент, в выходном излучении которого кроме основного могут наличествовать все другие состояния поляризации.

Осью пропускания совершенного линейного поляризатора считается направление колебаний покидающего его линейно поляризованного пучка. Для несовершенного поляризатора осью пропускания считается направление колебаний падающего линейно поляризованного пучка, в котором пропускание оптического элемента максимально.

Линейным поляризатором называется оптический элемент, после прохождения сквозь который излучение имеет линейную поляризацию вне зависимости от состояния поляризации падающего на него излучения.

Мерой качества линейного поляризатора служит **коэффициент (отношение) ослабления**.

Примечание. Если на линейный поляризатор падает идеальное линейно поляризованное излучение, то его коэффициент ослабления описывается следующей формулой:

$$\text{коэффициент ослабления} = \frac{\tau_{\min}}{\tau_{\max}} = \frac{\rho_{\min}}{\rho_{\max}},$$

где $\tau_{\max}(\rho_{\max})$ — максимальное значение коэффициента пропускания (отражения); $\tau_{\min}(\rho_{\min})$ — минимальное значение коэффициента пропускания (отражения) мощности (энергии), проходящей (отраженной) сквозь (от) линейный поляризатор.

Главные коэффициенты пропускания. Если направление колебаний падающего линейно поляризованного пучка ориентировано так, что пропускание поляризатора максимально (т. е. направление колебаний параллельно оси пропускания поляризатора), то отношение интенсивностей прошедшего и падающего излучений именуется большим главным коэффициентом пропускания $\tau_{\max}$. Отношение, полученное при минимальной прозрачности, именуется малым главным коэффициентом пропускания $\tau_{\min}$.

Главное отношение пропусканий линейного поляризатора равно $\tau_{\max}/\tau_{\min}$ и является величиной, обратной коэффициенту ослабления. При падении неполяризованного излучения на цепочку из двух идентичных, последовательно расположенных поляризаторов отношение минимальной (при скрещенных поляризаторах) и максимальной (при параллельных поляризаторах) интенсивностей равно

$$\frac{2\tau_{\max}\tau_{\min}}{\tau_{\max}^2 + \tau_{\min}^2}, \quad \text{или} \quad \frac{2\tau_{\min}}{\tau_{\max}}, \quad \text{при } \tau_{\max} \gg \tau_{\min}.$$

Поляризованностью (polarizance) поляризатора считается степень линейной поляризации его выходного излучения при падении на него неполяризованного излучения. (Строго говоря, этот термин в переводе с английского должен звучать как «поляризующая способность»). Через главные коэффициенты пропускания поляризованность выражается следующим образом:

$$\frac{\tau_{\max} - \tau_{\min}}{\tau_{\max} + \tau_{\min}}.$$

При частичной поляризации падающего излучения степень поляризации выходного излучения не равна поляризованности поляризатора.

Деполаризатором считается оптический элемент, преобразующий падающее на него излучение с любым состоянием поляризации в неполяризованное. В настоящее время не известны простые и надежные способы деполаризации оптического излучения. Используемые способы обычно порождают различные состояния поляризации, зависящие от временных, спектральных и геометрических параметров пучка. Поэтому подобные оптические элементы обычно именуют псевдодеполаризаторами.

Перейдем к фазовым пластинам (см. раздел 3.5). В зависимости от состояния поляризации ортогональных компонент фазовые пластины делятся на линейные, циркулярные и эллиптические. При падении на фазовую пла-

стину излучения в виде двух ортогонально поляризованных компонент она пропускает их без изменения состояния поляризации.

В литературе под фазовой пластиной часто подразумевается линейная фазовая пластина.

Запаздыванием именуется разность фаз, вносимая фазовой пластиной между двумя ортогонально поляризованными компонентами. Оно описывается либо фазовым углом, либо оптической разностью хода.

Быстрая и медленная оси. В **линейной фазовой пластине** падающий на нее пучок поляризованного излучения делится на две компоненты с ортогональными состояниями линейной поляризации. Направление колебаний компоненты, распространяющейся с большей скоростью, считается быстрой осью фазовой пластины. Соответственно, направление колебаний компоненты, распространяющейся с меньшей скоростью, считается медленной осью.

Четвертьволновой фазовой пластиной называется линейная фазовая пластина, вносящая запаздывание $\pi/2$ (разность фаз) или $\lambda/4$ (оптическую разность хода) между двумя линейно поляризованными компонентами. Фазовая пластина этого типа обычно используется при анализе эллиптически поляризованного излучения и преобразовании падающего линейно поляризованного пучка в эллиптически поляризованный.

Полуволновой фазовой пластиной называется фазовая пластина, вносящая запаздывание π или $\lambda/2$ между двумя линейно поляризованными компонентами. Фазовая пластина этого типа обычно используется для вращения плоскости колебаний линейно поляризованного излучения при сохранении состояния его поляризации.

Циркулярной фазовой пластиной называется оптический элемент, вносящий разность фаз между левоциркулярной и правоциркулярной компонентами циркулярно поляризованного падающего пучка излучения.

В поляриметрии достаточно широкое распространение получили также кристаллические оптические элементы.

Оптической осью кристалла считается направление(я) внутри кристалла, вдоль которого(ых) скорость распространения излучения не зависит от направления колебаний.

Одноосным кристаллом называется кристалл с одной оптической осью и двумя главными значениями показателя преломления n_o и n_e . Как правило, одноосный кристалл расщепляет падающее на него неполяризованное оптическое излучение на два ортогонально поляризованных пучка.

Обыкновенным лучом (o-ray, ordinary) является один из двух преломленных лучей, ведущий себя так, как если бы он распространялся внутри изотропного кристалла с обыкновенным показателем преломления n_o ; этот луч расположен в плоскости падения и его скорость распространения в кристалле не зависит от направления.

Необыкновенным лучом (e-ray, extraordinary) является второй преломленный луч, не расположенный, как правило, в плоскости падения, причем его скорость распространения в кристалле изменяется в зависимости от направления. Предельное значение необыкновенного показателя преломления для этого луча обозначается через n_e . Направление колебаний необыкновенного луча, вообще говоря, не перпендикулярно направлению его распространения.

Главными плоскостями соответствующих лучей являются плоскости, содержащие сам луч и оптическую ось кристалла. Направление колебаний обыкновенного луча перпендикулярно его главной плоскости. Направление колебаний необыкновенного луча расположено в его главной плоскости.

Линейным двойным лучепреломлением называется разность $(n_e - n_o)$. У положительного одноосного кристалла (например, кварца) $n_e > n_o$, а у отрицательного (например, кальцита) $n_e < n_o$.

Двухосным кристаллом является кристалл, в котором падающее на него поляризованное излучение в общем случае расщепляется на две линейно поляризованных компоненты, ни одна из которых не лежит в плоскости падения и они не являются ортогонально поляризованными, т. е. обе ведут себя как необыкновенные лучи. Двухосные кристаллы обладают двумя оптическими осями и характеризуются тремя значениями показателя преломления.

Оптической активностью считается свойство твердой, жидкой или газообразной среды вращать направление колебаний электрического вектора проходящего сквозь нее линейно поляризованного излучения, т. е. свойство, присущее циркулярной фазовой пластине. Среда считается правовращающей, если наблюдатель, воспринимающий пучок, видит вектор вращающимся по часовой стрелке. В противном случае среда считается левовращающей. Вращение вектора тесно связано с направлением распространения излучения, т. е. прохождение отраженного луча сквозь ту же среду в обратном направлении возвращает вектор к исходному азимуту.

Круговым двойным лучепреломлением оптически активной среды именуется разность ее показателей преломления для левоциркулярной и правоциркулярной компонент циркулярно поляризованного излучения. У кристаллов, обладающих как линейным, так и циркулярным двойным лучепреломлением, обычно преобладает первое из них. Так, например, у кварца при длине волны излучения 546 нм линейное двойное лучепреломление равно $+0,0092$, а круговое $-0,00007$. Поэтому оптическая активность легко обнаруживается лишь с помощью излучения, распространяющегося вдоль или под небольшим углом к оптической оси кристалла.

Дихроизмом называется свойство оптической среды порождать два ортогональных состояния поляризации, причем компоненты поглощаются при распространении в среде в разной степени. Соответственно, дихроизм может быть линейным или циркулярным (круговым). Явление кругового дихроизма, сопровождающегося аномальной вращательной дисперсией в полосе поглощения, часто именуется эффектом Коттона.

15.2. Поляризационные эффекты в элементах оптической системы

До сих пор мы рассматривали оптические элементы, среды и явления, целенаправленно влияющие на состояние поляризации проходящего сквозь них излучения. Однако в оптический тракт вводятся также типичные для традиционных оптико-электронных систем пассивные элементы, к числу которых относятся щель, интерференционный фильтр, зеркало, линза, призма и дифракционная решетка.

Порядок расположения в оптическом тракте оптических элементов и точное местоположение измеряемого образца может существенно изменяться от

прибора к прибору. Любой из перечисленных оптических элементов может порождать поляризационные эффекты, а измеряемый образец — демонстрировать некоторые виды анизотропии, т. е. линейное или циркулярное двойное лучепреломление и/или дихроизм. Возникающие в оптических элементах поляризационные эффекты могут существенно влиять на фотометрические или радиометрические результаты.

Для начала ознакомимся с поляризационными эффектами, возникающими при отражении излучения от границы, разделяющей две среды.

Среди множества применяемых символов, используемых для обозначения компонент электрического вектора, колебания которых параллельны или перпендикулярны плоскости падения, предпочтительны и в дальнейшем будут нами применяться « p » и « s » для обозначения соответственно параллельной и перпендикулярной компонент. При рассмотрении процессов распространения электромагнитных волн в оптических волноводах рекомендуются также к применению символы соответственно ТМ и ТЕ.

Примечание. Компоненты электрического вектора, связанного с дифракцией электромагнитных волн, обозначаются обычно теми же индексами P и S , но прописными, а не строчными.

Углом Брюстера (углом поляризации) называется угол ϑ падения излучения на границу раздела двух диэлектрических сред, при котором не возникает в отраженном пучке p -компонента. В этом случае сумма углов падения и преломления равна 90° , а отношение показателя преломления среды, содержащей преломленный луч, к показателю преломления среды, содержащей падающий луч, равно $\operatorname{tg}\vartheta$.

Угол падения оптического излучения на границу раздела диэлектрической и поглощающей сред, при котором отраженная p -компонента имеет минимальную интенсивность, называется **псевдобрюстеровским углом**.

Главным углом именуется угол падения оптического излучения на границу раздела диэлектрической и поглощающей сред, при котором сдвиг фаз между p - и s -компонентами равен 90° . Обычно главный угол близок, но не обязательно равен псевдобрюстеровскому углу.

Эллипсометрические параметры Δ и ψ непосредственно связаны с отражением оптического излучения на границе раздела двух сред, которые могут быть диэлектрическими или поглощающими.

Параметр Δ представляет собой разность фаз между отраженными p - и s -компонентами при их синфазности в падающем пучке.

Параметр ψ является тангенсом отношения амплитуд отраженных p - и s -компонент при равенстве их амплитуд в падающем пучке.

Теперь мы можем перейти непосредственно к рассмотрению поляризационных явлений в перечисленных ранее оптических элементах.

Таким образом, оптические элементы, не влияющие целенаправленно на состояние поляризации проходящего сквозь оптическую систему излучения, будем считать **поляризационно пассивными**. Очевидно, что какое-либо влияние, оказываемое любым из этих элементов оптического тракта поляризационного прибора на состояние поляризации измеряемого излучения, является источником погрешностей и должно быть устранено или, по крайней мере, минимизировано.

Элементы, целенаправленно воздействующие на состояние поляризации измеряемого излучения, но не управляемые внешними источниками элек-

трического или магнитного поля, будем считать **поляризационно полуактивными**. К их числу относятся поляризаторы, деполаризаторы, фазовые пластины, одноосные и двухосные кристаллические оптические элементы.

Элементы, используемые в устройствах модуляции оптического излучения, базирующиеся на применении электро- и магнитоупругого эффектов, а также фотоупругого эффекта, отнесем к числу **поляризационно активных элементов**.

Особо следует упомянуть поляризационные эффекты в приемниках излучения, оказывающие серьезное влияние на достоверность результатов измерений.

Пассивные оптические элементы. Зеркала. Наиболее распространенным элементом в практике оптического приборостроения в области фотометрии и радиометрии оптического излучения следует признать металлизированное алюминием зеркало плоской, асферической или сферической формы. Отражение от такого зеркала при наклонном падении излучения сопровождается частичной поляризацией пучка. В заимствованной из [79] табл. 15.1 приведены значения отношения коэффициентов отражения R_p/R_s для плоского алюминиевого отражателя при различных углах падения в широком спектральном диапазоне.

Из данных табл. 15.1 видно, что при небольших углах падения, характерных для коллимирующих и фокусирующих оптических систем, поляризационные эффекты пренебрежимо малы и быстро возрастают по мере увеличения угла падения. Вместе с тем, во многих спектрофотометрах отклоняющие зеркала расположены под углом 45° к направлению распространения излучения. В оптической системе может быть несколько таких зеркал, поэтому суммарный поляризационный эффект оказывается весьма значительным. В табл. 15.2 приведены значения отношения R_p/R_s для различных металлов при угле падения 45° ; для сравнения указаны значения коэффициента R_N при нормальном падении.

Таблица 15.1. Отношения коэффициентов отражения R_p/R_s для алюминиевого зеркала [79]

λ (нм)	220	436	546	800	2000	10 000
n	0,14	0,47	0,82	1,99	2,30	25,4
k	2,35	4,84	5,99	7,05	16,5	67,3
ϑ (градусы)						
15	0,993	0,995	0,994	0,990	0,998	0,999
30	0,973	0,978	0,975	0,958	0,991	0,994
45	0,944	0,948	0,940	0,902	0,977	0,986
60	0,912	0,901	0,884	0,810	0,952	0,971
75	0,908	0,837	0,793	0,652	0,892	0,932

Замечено, что алюминиевые поверхности при воздействии атмосферы всегда покрываются тонким оксидным слоем с начальной толщиной ~ 2 нм, возрастающей со временем до $\sim (4-5)$ нм. В диапазоне углов падения от нормального до 45° это оказывает слабое влияние на отношение R_p/R_s , но

Таблица 15.2. Отношения коэффициентов отражения R_p/R_s при угле падения 45° и коэффициента R_N при нормальном падении [79]

Металл	λ (нм)	n	k	R_N	R_p/R_s
Золото	200	1,43	1,22	0,225	0,353
	450	1,40	1,88	0,398	0,540
	550	0,33	2,32	0,815	0,880
	800	0,15	4,65	0,974	0,982
	10 000	7,41	53,4	0,990	0,993
Серебро	400	0,075	1,93	0,939	0,962
	550	0,055	3,32	0,982	0,988
	800	0,090	5,45	0,988	0,992
Родий	546	1,62	4,63	0,771	0,937
Никель	540	1,85	3,27	0,607	0,711
Хром	579	2,97	4,85	0,698	0,778

при больших углах падения появляются заметные изменения: например, при угле падения 75° и длине волны 220 нм, переход от безоксидной поверхности к покрытой пленкой оксида характеризуется изменением R_p/R_s от 0,908 до 0,933.

Более существенно поляризационные эффекты проявляются при нанесении на алюминиевое зеркало достаточно толстой защитной пленки. В качестве примера в табл. 15.3 приведены значения R_p/R_s для алюминиевого зеркала, покрытого пленкой MgF_2 толщиной 38 нм [79].

Следует также учитывать трудно оцениваемые изменения разности фаз между p - и s -компонентами при отражении от алюминиевых зеркал в случае наклонного падения излучения.

Таблица 15.3. Отношения коэффициентов отражения R_p/R_s алюминиевого зеркала с защитной пленкой из MgF_2 толщиной 38 нм [79]

λ (нм)	220	546
ϑ (градусы)	R_p/R_s	
15	0,997	0,994
30	0,994	0,997
45	1,003	0,948
60	1,055	0,912
75	1,224	0,899

Призмы и линзы. Преломление на входной и выходной гранях диспергирующей призмы монохроматора при наклонном падении излучения сопровождается значительным поляризационным эффектом.

Для однопроходной призмы с углом 60° и призмы Литтрова с углом 30° (у которой боковая поверхность покрыта слоем алюминия) отношение компонент прошедшего излучения I_p/I_s описывается выражением

$$\frac{I_p}{I_s} = \sec^4(\vartheta - \varphi),$$

где ϑ и φ — углы падения и преломления излучения гранью призмы, соответственно. Это выражение справедливо для пучка, проходящего сквозь призму с минимальными отклонениями неполяризованного излучения, с равными по интенсивности на входе p - и s -компонентами. Отношение I_p/I_s возрастает по мере увеличения показателя преломления материала призмы и уменьшения длины волны излучения, о чем свидетельствует табл. 15.4 [79].

Таблица 15.4. Отношение I_p/I_s для 30°-й призмы Литтрова или 60°-й однопроходной призмы

Призма	λ (нм)	n	I_p/I_s
SiO ₂	800	1,453	1,185
	546	1,460	1,193
	220	1,529	1,278
Стекло HC	546	1,520	1,265
DF	546	1,625	1,451
EDE	546	1,706	1,679
DEDF	546	1,755	1,879

Примерно те же эффекты возникают и в линзах, но по мере увеличения числовой апертуры линзы их влияние значительно сокращается.

Интерференционные фильтры Хорошо известно, что длина волны для максимального пропускания интерференционного фильтра смещается в коротковолновую сторону по мере увеличения угла падения: сдвиг длины волны $\Delta\lambda$ пропорционален квадрату угла падения излучения. Исследования показали, что s -компонента испытывает большее смещение длины волны. Кроме неодинаковых $\Delta\lambda$, у ортогональных компонент наблюдаются отличные друг от друга изменения спектральной ширины полосы: у p -компоненты она расширяется, а у s -компоненты — сужается. Если на интерференционный фильтр наклонно падает пучок непрерывного излучения, то эти изменения ширины полосы пропускания сопровождаются заметной поляризацией прошедшего излучения. Поэтому следует иметь в виду, что использование интерференционного фильтра при наклонном падении излучения приводит к частичной поляризации прошедшего излучения, незначительной при малых углах падения и возрастающей по мере их увеличения.

Щели. Очень узкие щели в виде надрезов на алюминиевой пленке (шириной менее $\lambda/2$) полностью поляризуют прошедшее сквозь них излучение, при этом электрический вектор оказывается перпендикулярным длине щели. Для более широких щелей характерна частичная поляризация с преобладающей компонентой, колебания которой параллельны длине щели. Щели из нержавеющей стали уменьшают интенсивность прошедшего излучения по мере увеличения глубины щели и уменьшения проводимости (и коэффициента отражения) ее стенок. Например [79], при длине волны 500 нм излучения, падающего на стальную щель глубиной 35 мкм, измеренное отношение интенсивностей p - и s -компонент к длине щели составило 2,3 для щели шириной 2 мкм и уменьшилось до значений 1,1 и 1,0 при ширинах щели, соответственно, 10 и 50 мкм. У более глубокой щели 1000 мкм и при большей длине волны 1000 нм заметная поляризуемость излучения наблюдалась при ширине щели 100 мкм; при ширине щели 10 мкм измеренное отношение I_p/I_s составило 10 : 1.

Таким образом, было установлено, что поляризационными эффектами можно пренебречь, пока ширина щели превышает ее глубину. Поскольку большинство спектроскопических щелей имеют глубину в пределах от 25 до 50 мкм, а ширина щели, как правило, ≥ 50 мкм, можно заключить, что в спектрофотометрах щели не порождают сколько-нибудь заметных поляризационных эффектов. Их влияние необходимо учитывать лишь при выполнении особо точных измерений.

Дифракционные решетки Детальное изучение дифракционных решеток показало [79], что их эффективность зависит от ряда факторов: отношения $m\lambda/d$ (где m — порядок дифракции; λ — длина волны; d — шаг решетки); угла грани решетки с треугольным профилем; глубины от пика до впадины штриха решетки с синусоидальным профилем, т. е. типичной интерференционной решетки; угла между падающим и дифрагировавшим пучками; электропроводности металлической поверхности решетки. Поляризационные эффекты, влияющие на эффективность дифракции, обязаны своим появлением главным образом изменением p -компоненты, в то время как s -компонента остается практически неизменной.

В результате многолетних теоретических и экспериментальных исследований установлено, что в большинстве спектрофотометров именно дифракционная решетка ответственна за возникновение дополнительной погрешности, порожденной поляризационным эффектом. Влияние этого эффекта сильно зависит от параметров дифракционной решетки и спектрального диапазона прибора. Оказалось, что в области аномальной дисперсии отношение E_p/E_s изменяется в 2–3 раза в интервале длин волн всего 10 нм. Поэтому необходимо в поляризационных приборах с дифракционными решетками выбирать диапазон длин волн, полностью свободный от аномальных эффектов.

Полуактивные оптические элементы

Линейные поляризаторы. Линейные поляризаторы обычно делят на три класса: кристаллические двулучепреломляющие, дихроичные и дифракционные, использующие отражение и пропускание наклонно падающего излучения. Кристаллические поляризаторы обычно сильно поляризуют излучение и поэтому их стараются применять в прецизионных поляриметрах. В обычных приборах используют более простые и дешевые поляризаторы.

Кристаллические поляризаторы с двойным лучепреломлением. Достаточно широкое распространение получили поляризаторы, построенные на использовании эффекта полного внутреннего отражения. Благодаря исключительно высокому двойному лучепреломлению кальцита ($n_o = 1,6617$, $n_e = 1,4879$ при $\lambda = 546$ нм) из этого материала часто изготавливают поляризатор с полным внутренним отражением обыкновенного луча. В литературе достаточно подробно описаны поляризаторы на основе призм Николя, Глана–Томсона, Глана–Фуко, Аренса и др., поэтому здесь мы на них не будем останавливаться. Заметим лишь, что поляризаторы из кальцита недешевы, их цена быстро растет по мере увеличения апертуры, особенно при размерах пучков более 10 мм. Для удешевления этих элементов стараются комбинировать кальцит со стеклом.

Поляризаторы с расщеплением пучка. В кристаллических поляризаторах со слабым двойным лучепреломлением ($n_o = 1,5462$, $n_e = 1,5554$ при $\lambda = 546$ нм) полное внутреннее отражение достигается с трудом и по-

этому малоэффективно. Зато легко можно использовать расщепление лучей за счет их углового разделения. Наиболее употребительны поляризаторы на основе призм Волластона и Рошона. Комбинирование явлений оптической активности и двойного лучепреломления в кристаллическом кварце позволяет получить на выходе поляризатора излучение с небольшой эллиптической поляризацией, хотя коэффициент ослабления не превышает 10^{-5} . Важным преимуществом кварцевых поляризаторов является возможность их применения в УФ диапазоне спектра: до 200 нм и менее для естественного и ~ 165 нм для синтетического кварца. В более коротковолновом диапазоне до 130 нм успешно используются в качестве поляризаторов призмы Рошона и Волластона из фторида магния.

Дихроичные поляризаторы имеют ряд серьезных преимуществ по сравнению с кристаллическими: они значительно дешевле, могут достигать существенно больших размеров и работать в сильно сфокусированных пучках излучения. Благодаря их малой толщине, пучки излучения претерпевают незначительные отклонения и смещения, что облегчает их использование в фотометрической аппаратуре.

Чаще всего поляризаторы этого типа представляют собой поляроид *H*-типа. Их основой служит однонаправленно натянутая тонкая пленка поливинилового спирта с добавлением йода, спрессованная между пластинками ацетилцеллюлозного бутирата, находящимися, в свою очередь, между защитными слоями пластика или стекла. В диапазоне длин волн от 550 до 650 нм коэффициент ослабления находится в пределах от $4 \cdot 10^{-4}$ до $5 \cdot 10^{-6}$. Выпускаются также поляроиды *K*-типа в аналогичном исполнении для диапазона длин волн 500–600 нм с коэффициентом ослабления $5 \cdot 10^{-5}$. Параметры других типов поляроидов приведены в [79].

Дифракционные поляризаторы бывают сетчатыми, но по-разному технологически выполненными. На ранних стадиях их изготавливали провололочными, а с начала 70-х годов развилась и успешно осваивалась фотолитографическая технология. Подобно дихроичным поляризаторам, сетчатые поляризаторы могут изготавливаться больших размеров и использоваться в сильно сфокусированных пучках.

Поляризаторы, в которых используются явления отражения и пропускания при наклонном падении излучения, делятся на три группы: отражающие, пропускающие и интерференционные. При падении излучения на непоглощающую среду под углом Брюстера не происходит отражения *p*-компоненты, благодаря этому при единичном отражении можно получить линейно поляризованное излучение. Коэффициент отражения *s*-компоненты возрастает по мере увеличения показателя преломления среды. Поэтому отражающие поляризаторы стараются изготавливать из материалов с большим *n*. Так, для ИК области спектра выбирают селен ($n \approx 2$) и германий ($n \approx 4$), при этом коэффициент отражения *s*-компоненты равен соответственно 51 и 78 %, при условии падения излучения под углом Брюстера для каждого из этих материалов. В области дальнего ультрафиолета иногда пользуются тонкими металлическими пленками, но частичное отражение *p*-компоненты приводит к некоторому уменьшению эффективности поляризации. Недостатками поляризаторов этой группы являются отклонение и смещение пучков, а также большие габариты, особенно при значительных углах Брюстера.

Пропускающие поляризаторы обычно изготавливаются в виде стопы пластин. Степень поляризации увеличивается с возрастанием числа пластин и показателя преломления. Они не отклоняют и не смещают проходящие сквозь них пучки излучения. Поляризаторы этой группы для ИК области спектра до длин волн 15 и даже 20 мкм изготавливаются из пластин, материалом для которых служит селен, хлорид серебра или германий, а в более дальнем ИК диапазоне до 200–300 мкм — полиэтилен. В УФ диапазоне до длин волн ≈ 110 нм основным материалом для пластин служит фторид лития.

Интерференционные поляризаторы конструктивно выполняются в виде многослойных оптических элементов из тонких пленок, расположенных под углом к падающему излучению. Наиболее распространенным типом интерференционного поляризатора является поляризационный светорасщепитель, состоящий из нескольких диэлектрических пленок с перемежающимися высоким и низким значениями показателя преломления, расположенных на гипотенузной грани склеенного стеклянного куба. Достаточное количество слоев обеспечивает получение высокой степени поляризации и для прошедшего, и для отраженного пучков. В результате для ортогонально поляризованных выходных пучков, при 11 слоях, коэффициент ослабления равен 10^{-3} , а при 9 слоях — $5 \cdot 10^{-3}$. Поляризационные расщепители наиболее эффективно функционируют с коллимированными пучками при правильно подобранных длинах волн. Однако при надлежащем конструировании, возможно построение расщепителя с коэффициентом ослабления $5 \cdot 10^{-3}$ в спектральном интервале 100 нм и угловой апертуре в несколько градусов.

Поляризационные эффекты в активных оптических элементах. Эффектом Фарадея называется вращение электрического вектора линейно поляризованного излучения, проходящего сквозь твердую, жидкую или газообразную среду под воздействием продольного магнитного поля. Угол поворота плоскости колебаний вектора **E** пропорционален компоненте вектора напряженности магнитного поля, параллельной направлению распространения излучения. Для данной оптической среды знак направления вращения определяется направлением магнитного поля. В случае отражения пучка излучения в обратном направлении его прохождение сквозь среду сопровождается удвоением угла вращения.

Коэффициент пропорциональности, характеризующий эффект Фарадея (часто именуется **фарадеевским вращением**), приходящийся на единицу длины и на единицу напряженности магнитного поля, называется **константой Верде**. Она положительна, если электрический вектор линейно поляризованного излучения, распространяющегося в среде в направлении магнитного поля, воспринимается наблюдателем вращающимся против часовой стрелки. У большинства оптически прозрачных сред константа Верде положительна.

Эффектом Коттона–Муттона называется появление линейного двойного лучепреломления в среде под воздействием магнитного поля. В этом случае оптическая среда ведет себя как одноосный кристалл с оптической осью, параллельной направлению магнитного поля. Знак возбужденного двойного лучепреломления зависит от свойств среды, а его интенсивность пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля.

Магнито-оптический эффект Керра состоит в том, что при отражении поляризованного излучения намагниченной поверхностью его состояние поляризации (например, азимут и эллиптичность) изменяется. Интенсивность

изменений зависит от направленности магнитного поля, а эффект можно наблюдать, если вектор $\mathbf{H}$ направлен параллельно или перпендикулярно отражающей поверхности.

Электрооптический (квадратичный) эффект Керра состоит в том, что воздействие электрического поля на твердую, жидкую или газообразную среду порождает в ней линейное двойное лучепреломление. Под воздействием электрического поля среда ведет себя как одноосный кристалл с оптической осью, параллельной направлению вектора электрического поля. Напряженность внешнего электрического поля $\mathbf{E}$, как правило, много меньше, чем у внутреннего поля среды. Поэтому соотношения, описывающие малые изменения оптических свойств среды (эллипсоид показателей преломления в диэлектрической негиротропной среде) может быть представлен в виде ряда по степеням поля:

$$\sum_{i,j,k,l=1}^3 \left(\frac{1}{n_{ij}^2} + r_{ijk} E_k + R_{ijkl} E_k E_l + \dots \right) x_i x_j = 1.$$

Из малости внешнего поля следуют неравенства

$$\frac{1}{n_{ij}^2} \gg r_{ijk} E_k \gg R_{ijkl} E_k E_l \gg \dots$$

В центросимметричных средах $r_{ijk} = 0$, и наблюдается только **квадратичный эффект Керра**.

Для сред, где $r_{ijk} \neq 0$, можно ограничиться двумя членами в левой части суммы. В этом случае среда обладает **линейным электрооптическим эффектом — эффектом Поккельса**. Под воздействием электрического поля изотропный кристалл, демонстрирующий эффект Поккельса (например, гексамин), ведет себя как одноосный, в то время как одноосный кристалл проявляет все свойства двухосного.

Направленность появляющейся оптической оси (осей) зависит от структуры кристалла. Линейно поляризованное излучение, проходящее сквозь кристалл с надлежащим срезом, становится эллиптически поляризованным, если кристалл обладает эффектом Поккельса, а направление распространения излучения в нем параллельно или перпендикулярно вектору электрического поля. В кристаллах, обладающих в дополнение к квадратичному эффекту Керра еще и эффектом Поккельса, вызванное последним двойное лучепреломление значительно сильнее, чем порожденное первым из них.

Фотоупругий эффект проявляется в появлении двойного лучепреломления твердой среды при воздействии на нее механического давления. Изотропная среда ведет себя как одноосный кристалл с оптической осью, параллельной направлению механического воздействия. Относительный коэффициент оптической чувствительности по напряжениям характеризует запаздывание, вносимое на единицу толщины среды и единицу давления. У большинства сред этот коэффициент положителен, что означает, что среда ведет себя как отрицательный одноосный кристалл, т. е. показатель преломления поляризованного излучения с электрическим вектором, перпендикулярным направлению прилагаемого давления, больше, чем показатель преломления ортогональной компоненты поляризованного излучения.

Поляризационные эффекты в приемниках излучения. При изучении поляризационных эффектов, вызванных падением оптического излучения на конструктивные элементы приемников излучения, преимущественно интересовались отражением линейно поляризованного излучения от входных окон, покрытий, чувствительных элементов приемных поверхностей. Оказалось, что при нормальном падении излучения поляризационные эффекты либо весьма слабы, либо вообще не наблюдаются. При больших углах падения появляется компонента поляризованного излучения с плоскостью колебаний, расположенной в плоскости падения, причем она сильно отражается от поверхности, а приемник излучения обладает большой чувствительностью к излучению с этим состоянием колебаний. Так, у обычных ФЭУ с торцевым входом и твердотельных приборов (фотодиодов, фоторезисторов), при угле падения 70° , входные окна и поверхности чувствительных элементов обладают поляризованностью 20 %.

Поэтому в оптических схемах, где не удастся избежать больших углов падения излучения, при ответственных измерениях, выполняемых с большой точностью, следует предварительно оценить поляризованность поверхностей, воспринимающих падающее излучение.

15.3. Технические поляризационные измерения

Традиционными техническими поляризационными измерениями считаются измерения угла вращения плоскости колебаний (плоскости поляризации) (УВПП) и дихроизма, а также эллипсометрия. На этих двух подвидах поляризационных измерений мы и остановимся.

Измерения вращения плоскости колебаний и дихроизма. Поляриметры и сахариметры. Вращение плоскости поляризации излучения на одной или нескольких линиях спектра измеряют с помощью поляриметров и сахариметров. Эти приборы имеют одинаковую оптическую схему и отличаются градуировкой шкалы отсчетного устройства: в поляриметрах отсчет ведется в угловых градусах, а в сахариметрах — в сахарных. В отечественной сахариметрии пользуются международной сахарной шкалой, градусы которой обозначают $^\circ S$, и реже сахарной шкалой Венцке, градусы которой обозначают $^\circ V$. Между сахарными и угловыми градусами существует следующая связь:

$$100^\circ S = 40,764^\circ, \quad \text{при } \lambda = 0,5462271 \text{ мкм};$$

$$100^\circ S = 34,615^\circ, \quad \text{при } \lambda = 0,58944 \text{ мкм};$$

$$100^\circ V = 34,657^\circ, \quad \text{при } \lambda = 0,5893 \text{ мкм}.$$

Схема типичного фотоэлектрического поляриметра (сахариметра) включает (рис. 15.2) источник излучения 1, фильтр 2, поляризатор 3, кювету

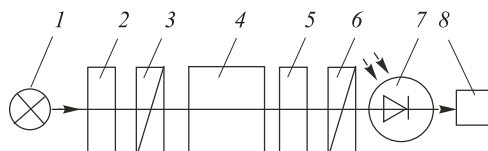


Рис. 15.2. Фотоэлектрический поляриметр

с исследуемым веществом 4, модулятор 5, анализатор 6, фотоприемник 7 и регистратор 8. Принцип работы поляриметра основан на компенсации угла вращения плоскости поляризации излучения, вносимого исследуемым веществом. Излучение от источника 1, пройдя через фильтр 2 и поляризатор 3, становится монохроматическим линейно поляризованным и поступает через анализатор 6 на фотоприемник 7. Поток излучения на выходе анализатора равен

$$\Phi = \Phi_0(\cos^2 \alpha + T_{\perp}),$$

где Φ_0 — поток на входе поляризатора; α — угол между направлениями пропускания поляризатора и анализатора; $T_{\perp}$ — коэффициент пропускания поляризатора и анализатора при $\alpha = \pi/2$.

Чтобы измерить вращение плоскости поляризации излучения, поляризатор 3 и анализатор 6 ориентируют под углом $\alpha = \pi/2$. В этом положении (гашения) поток Φ минимален. Затем между поляризатором и анализатором устанавливают кювету с исследуемым веществом 4, которое поворачивает плоскость поляризации света на угол φ . Поток на выходе анализатора становится равным

$$\Phi_1 = \Phi_0[\cos^2(\alpha + \varphi) + T_{\perp}]. \quad (15.1)$$

Поворотом анализатора компенсируют вращение плоскости поляризации, и на вход фотоприемника поступает минимальный поток Φ . Угол поворота анализатора равен углу вращения плоскости поляризации φ .

Методом полного гашения измеряют вращение плоскости поляризации излучения с погрешностью $\pm (0,02 \dots 0,03)^\circ$. Эта погрешность вызвана малой чувствительностью прибора в области гашения, нестабильностью источника излучения и фотоприемника, чувствительностью фотоприемника к состоянию поляризации света и внешним засветкам и др. Более точно φ измеряют методом симметричных углов, с помощью которого зависимость (15.1) исследуют на линейном участке. Для этого поляризатор и анализатор ориентируют под углом α_1 , затем анализатор раскачивают относительно исходного положения на углы $+\varphi_1$ и $-\varphi_2$ до получения равных выходных потоков. Обычно φ_1 и φ_2 равны $5-10^\circ$, в зависимости от оптической плотности исследуемого вещества. Дальнейшее увеличение угла раскачки анализатора не ведет к повышению точности измерения из-за шумов электронной схемы. Положению гашения соответствует ориентация поляризатора и анализатора под углом $\alpha_1 + (\varphi_1 + \varphi_2)/2$.

Погрешность лучших поляриметров составляет $0,002-0,001^\circ$. На ее значение влияют нестабильности источника и приемника излучения, напряжения питания модулятора, температура электро- и магнитооптических модуляторов, чувствительность приемника излучения к состоянию поляризации, погрешность отсчетного устройства, наведенное двулучепреломление оптических элементов и т. д.

Автоматизация контроля вращения плоскости поляризации позволила увеличить чувствительность и быстродействие поляриметров, расширить их спектральный диапазон от УФ до ИК области спектра. Это дало толчок появлению нового класса приборов-спектрополяриметров, с помощью которых исследуют дисперсию вращения плоскости поляризации.

Спектрополяриметр состоит из источника излучения 1, монохроматора 2, поляризатора 3, кюветы с исследуемым веществом 4, модулятора 5, анализатора 6, фотоприемника 7 и регистратора 8 (рис. 15.3). Измеряют вращательную дисперсию методом симметричных углов в спектральном диапазоне от 0,18 до 0,7 мкм, реже в ИК области. Этот диапазон определяет конструкцию и характеристики элементов прибора.

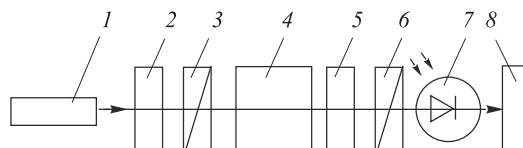


Рис. 15.3. Спектрополяриметр

В современных быстродействующих спектрополяриметрах для модуляции излучения используют магнито-, электро-, акустооптические и другие модуляторы. Как и в поляриметрах, в спектрополяриметрах компенсацию поворота плоскости поляризации осуществляют вращением анализатора с помощью электродвигателя или используют ячейку Фарадея. Применение компенсатора Фарадея в спектрополяриметрах имеет свои особенности. Из-за дисперсии постоянной Верде магнитоактивной среды нарушается линейная зависимость тока в катушке модулятора от угла поворота плоскости поляризации. Линеаризацию этой зависимости осуществляют с помощью нелинейного потенциометра.

Погрешность измерения вращательной дисперсии современными спектрополяриметрами составляет $\pm (0,001 \dots 0,01)^\circ$ в зависимости от области спектра и плотности образца. Рабочий спектральный диапазон обычно равен 0,18–0,7 мкм, а диапазон измеряемых углов — от 0,02 до 90° . Чувствительность лучших образцов спектрополяриметров составляет $0,0002^\circ$ и определяется отношением сигнал/шум, стабилизацию которого обычно осуществляют автоматически путем регулирования анодного напряжения фотоприемника и ширины щели монохроматора.

Магнитоспектрополяриметр — это прибор для измерения дисперсии магнитооптического вращения (МОВ) плоскости поляризации излучения. С его помощью измеряют постоянную Верде веществ, исследуют структуру низко- и высокомолекулярных соединений, определяют концентрацию свободных носителей и однородность полупроводников и т. д.

Подобно спектрополяриметру, магнитоспектрополяриметр состоит из источника излучения 1, монохроматора 2, коллиматора 3, поляризатора 4, модулятора 5, анализатора 6, фотоприемника 8 и регистратора 9 (рис. 15.4). Однако исследуемое вещество помещают в продольное поле магнита 7. Исследуют

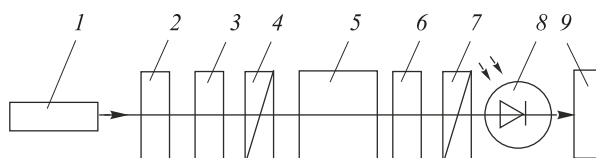


Рис. 15.4. Магнитоспектрополяриметр

дисперсию МОВ методом симметричных углов. В качестве источника магнитного поля используют электромагниты, постоянные и сверхпроводящие магниты. Постоянные магниты создают поля напряженностью ($8 \cdot 10^5$ – $12 \cdot 10^5$) А/м, они малогабаритны и имеют низкую стоимость. Электромагниты имеют более мощные магнитные поля (до $2,5 \cdot 10^6$ А/м), однако они обеспечивают точность измерения меньшую, чем постоянные магниты.

Если магнитная активность по абсолютной величине мала по сравнению с естественной, используют сверхпроводящие магниты ($H \approx 4 \cdot 10^6$ А/м), которые имеют более однородные магнитные поля и большой световой диаметр. Однако такие магниты сложны в эксплуатации, для их работы требуются температуры жидкого гелия, время выхода на рабочий режим составляет 10–15 мин. Спектроскопия МОВ твердых веществ не отличается от спектроскопии естественного оптического вращения. Особое место занимает спектроскопия МОВ растворов. В магнитном поле вращение плоскости поляризации создается не только наведенной активностью исследуемого вещества, но и растворителя и кюветы. Для компенсации балластного вращения растворителя и кюветы используют дифференциальный метод измерения. Для этого между поляризатором и анализатором устанавливают магниты со встречно направленными полями. В поле одного магнита помещают кювету с исследуемым раствором, а в поле другого — с растворителем. Погрешность измерения лучших приборов не превышает $\pm 0,001^\circ$.

Дихрографы — это приборы для измерения коэффициента дихроичного поглощения $\Delta\epsilon$ вещества. По своей сути дихрограф является спектрофотометром, дополненным циркулярным поляризатором, в качестве пластины $\lambda/4$ которого используют ромб Френеля, компенсатор Бабинэ–Солейля, электро- и акустооптический модуляторы.

В основе работы дихрографа лежит фотометрический метод, который состоит в определении дихроичного поглощения по результатам измерения

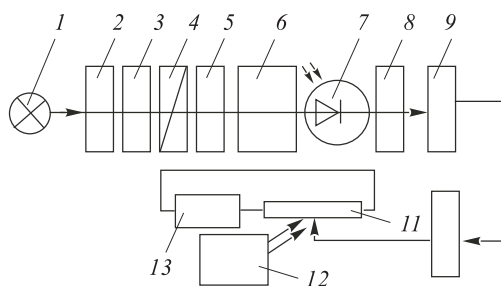


Рис. 15.5. Дихрограф

коэффициентов поглощения $\epsilon_{\text{л}}$ и $\epsilon_{\text{п}}$ (рис. 15.5). Лучистый поток от источника 1 проходит через монохроматор 2 и коллиматор 3. Призма Роконна 4 делит излучение на две ортогональные линейно поляризованные компоненты, одна из которых (необыкновенный луч) диафрагмируется, а вторая проходит через электрооптический модулятор 5 и поляризуется последовательно по левому и правому кругам. Далее поток проходит через кювету 6 с дихроичным

веществом и воспринимается ФЭУ 7. Если поглощение в образце одинаково для левого и правого циркулярно-поляризованных компонентов, то выходной сигнал ФЭУ постоянный. Если образец обладает дихроизмом, то, кроме постоянной составляющей, появляется и переменная.

Последняя усиливается усилителем переменного тока 8 и выпрямляется двухполупериодным фазочувствительным детектором 9. Отношение переменной $U_{\sim}$ и постоянной $U_{\text{пост}}$ составляющих выходного сигнала ФЭУ непосредственно дает информацию о дихроизме вещества. Это отношение измеряется

с помощью потенциометра 11. Выпрямленный детектором 9 сигнал U' поступает на усилитель 10 сервомеханизма, в котором сравнивается с постоянным сигналом $U_{\text{пост}}$. Сигнал $U_{\text{пост}}$ подается на усилитель 10 со скользящего контакта потенциометра, связанного с пером самописца. Разность этих напряжений направляется на серводвигатель 12, который перемещает контакт потенциометра 11 до тех пор, пока разностное напряжение не станет равным нулю.

Так как $U'_{\sim}$ может быть положительным и отрицательным в зависимости от знака дихроизма вещества, сигнал $U_{\text{пост}}$ пропускают через инвертор постоянного тока 13, в результате чего на один конец потенциометра подается $+U_{\text{пост}}$, а на другой $-U_{\text{пост}}$, при этом напряжение в средней точке равно нулю. Знак дихроизма определяется положением кривой относительно средней линии регистрограммы, соответствующей средней точке потенциометра. Точность измерений дихрографа ограничена фоновым шумом фотоумножителя.

Чувствительность современных дихрографов равна 10^{-4} – 10^{-5} единиц оптической плотности и для области спектра 2–5 мкм — 10^{-3} . В отдельных моделях чувствительность доведена до 10^{-6} и в области спектра 0,18–0,8 мкм. Постоянная времени последних моделей равна $(10^{-3}$ – $5 \cdot 10^{-4})$ с.

При изучении магнитного кругового дихроизма, как и магнитной вращательной дисперсии, исследуемый образец помещают в магнитное поле. Для этого дихрографы дополнительно снабжают магнитом (постоянным, переменным или сверхпроводящим). Измеряют магнитный круговой дихроизм так же, как и естественный. Лучшие образцы отечественных и зарубежных приборов для измерения магнитного кругового дихроизма имеют чувствительность $2 \cdot 10^{-5}$ единиц оптической плотности и охватывают спектральный диапазон от УФ до ближней ИК области.

Линейный дихроизм можно измерять с помощью дихрографа, введя в него дополнительную пластину $\lambda/4$ (рис. 15.6). Поток от источника 1, пройдя монохроматор 2, коллиматор 3 и линейный поляризатор 4, трансформируется

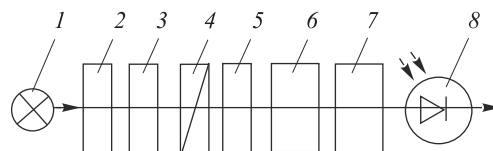


Рис. 15.6. Устройство для измерения линейного дихроизма

четвертьволновой пластиной 5 в циркулярно поляризованный. Электрооптический модулятор 6, выполняющий функции второй пластины $\lambda/4$, преобразует его в периодические линейные колебания ортогональной поляризации $E_{\parallel}$ и $E_{\perp}$. Разность оптических плотностей $\Delta D = D_{\parallel} - D_{\perp}$ образца 7 для этих направлений поляризации модулирует интенсивность потока. Получаемый на выходе детектора 8 сигнал усиливается и после нормирования на среднюю интенсивность потока становится пропорциональным значению линейного дихроизма. Вместо четвертьволновой пластины 5 можно использовать ячейку Поккельса, к которой приложено постоянное напряжение. Это дает возможность корректировать вносимую ею разность фаз при изменении длины волны излучения. Ортогональные линейно поляризованные компоненты излучения получают с помощью двух поляризаторов с перпендикулярными направлени-

ями пропускания. Системой зеркал эти компоненты излучения совмещаются. Общим недостатком рассмотренных приборов для измерения линейного дихроизма являются значительные энергетические потери из-за большого числа оптических элементов. Кроме того, в схеме с двумя поляризаторами трудно достичь баланса лучистых потоков. Для уменьшения потерь излучения две четвертьволновые пластины заменяют электрооптическим или акустооптическим модулятором, работающим в полуволновом режиме.

Эллипсометрия. Эллипсометрия — это оптический метод исследования изменения состояния поляризации при взаимодействии излучения с веществом. По результатам измерений определяют оптические, электрические параметры вещества (показатель преломления n , коэффициент поглощения χ , диэлектрическую проницаемость ϵ) и его толщину d . В зависимости от условий взаимодействия эллипсометрию делят на отражательную, эллипсометрию пропускания и рассеяния.

Отражательная эллипсометрия получила практическое использование в микроэлектронике при исследовании тонких диэлектрических и полупроводниковых пленок; в электрохимии, при изучении электрохимических процессов на электродах, коррозии, анодного окисления и электрополировки; в биологии и медицине, при исследованиях кинетики свертывания крови, иммунологических реакций в тонких пленках, толщины клеточных оболочек; при изучении адсорбции молекулярных и атомных частиц на поверхностях и т. д.

Эллипсометрию пропускания применяют при изучении индуцированного двулучепреломления потоков жидкости и газа, прозрачных кристаллических и изотропных сред (эффекты фотоупругости Керра, Коттона–Мутона), естественного двулучепреломления в анизотропных средах.

Эллипсометрию рассеяния обычно применяют в метеорологии для исследования тумана, облаков, дождя; в астрономии при изучении планетных атмосфер и межпланетной пыли; при оценке размеров частиц коллоидных растворов и аэрозолей.

Для исследования эллиптически поляризованного излучения применяют различные эллипсометры, основной частью которых обычно являются компенсаторы. В простейших компенсаторах используют одну кристаллическую пластинку. В точных компенсаторах и эллипсометрах применяют несколько плоскопараллельных (или клиновидных) двулучепреломляющих пластин, установленных параллельно друг другу.

В качестве примера рассмотрим схему эллипсометра с компенсатором Сенармона, состоящим из четвертьволновой пластинки и анализатора.

Поток излучения (рис. 15.7) из источника света 1 (ртутной лампы сверхвысокого давления) проходит через интерференционный светофильтр 2, поляризатор 3, исследуемый объект 4, ориентированный так, что его главные направления составляют углы $\pi/4$ с направлением колебаний в свете, выходящем из поляризатора, и падает на пластину 5 из кристалла ADP, к которой приложено переменное электрическое напряжение. После прохождения объекта 4 свет становится эллиптически поляризованным. Пройдя пластину 5, вследствие колебаний приложенного к ней напряжения эллиптически поляризованный свет периодически меняет форму эллипса. Поэтому у выходящего из компенсатора 6 линейно поляризованного света плоскость поляризации совершает колебательные движения относительно среднего положения. В результате из

анализатора 11 выходит модулированный поток излучения, падающий на фотоумножитель 10.

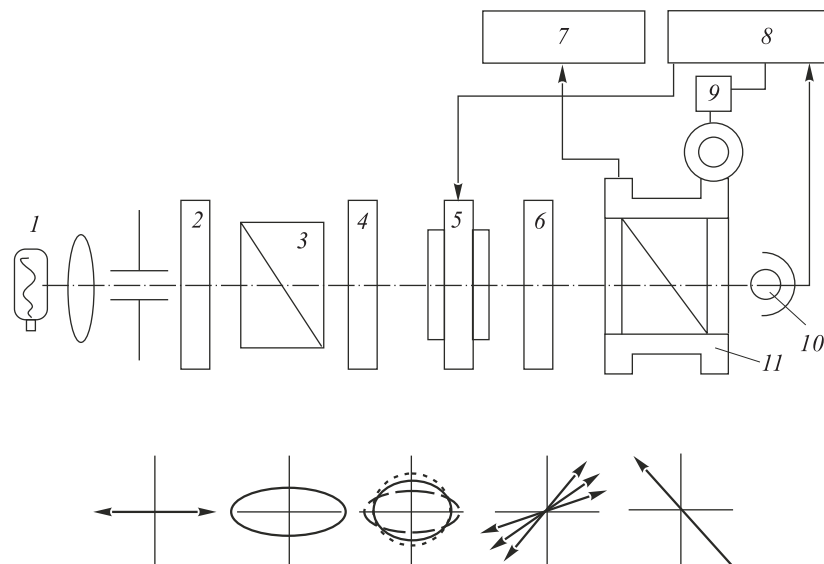


Рис. 15.7. Схема эллипсометра с компенсатором Сенармона

Если плоскость колебаний, пропускаемых анализатором, находится под углом, отличным от $\pi/2$ по отношению к среднему положению колебаний, выходящих из компенсатора, то частота изменения потока излучения равна основной частоте тока, питающего пластину. Из фотоумножителя ток с основной частотой, соответствующей первой гармонике, поступает в усилитель 8 и приводит в действие сервомотор 9, поворачивающий анализатор до тех пор, пока в сигнале имеется первая гармоника. Остановка соответствует положению анализатора, при котором на фотоумножитель падает минимальный поток излучения. Самописец 7 регистрирует углы поворота анализатора. Измеряемая разность фаз равна удвоенному углу поворота анализатора.

Невоспроизводимость результатов измерений порядка $6 \cdot 10^{-4}$ рад. Погрешность измерения зависит от скорости изменения разности фаз и в среднем составляет около $6 \cdot 10^{-3}$ рад.

Типовые средства поляризационных измерений. В предыдущих пунктах были рассмотрены принципы построения и оптические схемы приборов (фотоэлектрические поляриметры, спектро- и магнитоспектрополяриметры и т. д.), предназначенных для измерения угла вращения плоскости поляризации (УВПП). Этот раздел посвящен обзору конкретных типов средств измерений, используемых для этих целей.

Исторически в России было хорошо налажено производство различных моделей поляриметров. Многие из них используются и поныне. Это так называемые **круговые поляриметры типа СМ, СМ-1, СМ-2, СМ-3, портативные поляриметры типа П-161, П-161М**, серийно выпускавшиеся Загорским оптико-механическим заводом (ЗОМЗ) и служащие для измерения угла вращения плоскости поляризации оптически активных прозрачных од-

народных жидкостей и растворов. Эти средства измерений использовались прежде всего в лабораториях фармацевтической, пищевой, химической промышленности и др. На рис. 15.8 представлены общий вид поляриметра типа СМ-3 и две измерительные кюветы из комплекта прибора.

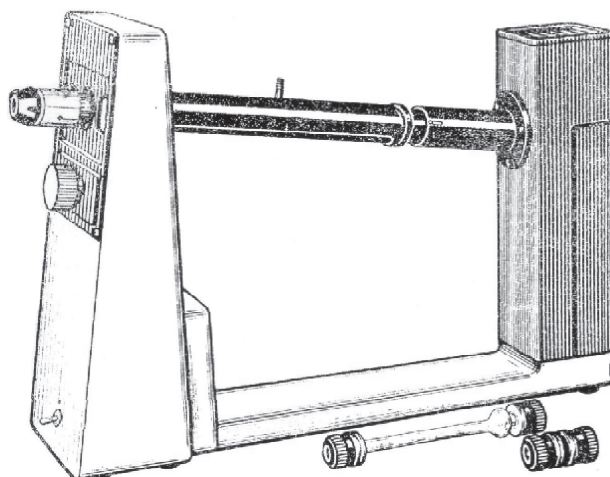


Рис. 15.8. Общий вид кругового поляриметра типа СМ-3 и измерительных кювет из комплекта прибора

Рис. 15.9 показывает положение лимба в поле зрения окуляра поляриметра, при установке анализатора на равную яркость полей сравнения, при введенной кювете с дистиллированной водой (нулевое положение).

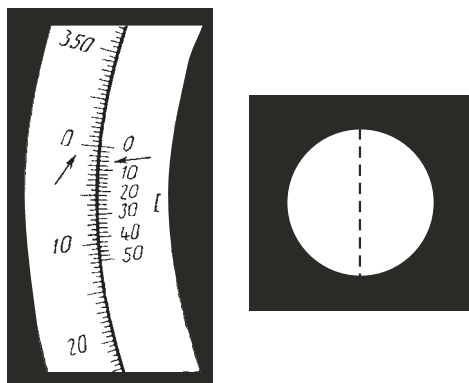


Рис. 15.9. Положение лимба в поле зрения окуляра поляриметра, при установке анализатора на равную яркость полей сравнения

Серия поляриметров А1-ЕПЛ, А1-ЕПН, А1-ЕПО, А1-ЕПС выпускалась Экспериментальным заводом ВНИЭКИПродмаш (затем, ГУП НИИ «Мир-Продмаш») и использовалась для различных целей, в том числе и для автоматического измерения УВПП света с целью определения массовой доли сахарозы в растворах в сахарной, кондитерской и других отраслях промышленности.

В табл. 15.5 приведены основные характеристики некоторых типов поляриметров отечественного и импортного производства, выпускавшихся ранее, но до сих пор используемых в лабораторной практике и находящихся в обращении.

Среди прочих в настоящее время отечественная промышленность (НТП «Модуль», г. Москва) выпускает **автоматические поляриметры типа ПМ (модели ПМ и ПМ-01)**, используемые для количественного и качественного

контроля сырья, полуфабрикатов и готовых лекарственных средств, применяемых в химико-фармацевтической и других отраслях промышленности.

Среди зарубежных производителей поляриметров надо прежде всего выделить известные фирмы Perkin Elmer (США), Schmidt + Haensch (Германия), Dr. Wolfgang Kernchen (Германия), Atago (Япония), имеющие большой опыт в производстве оптико-механических средств измерений, в том числе в производстве поляриметров.

Так, поляриметры фирмы Perkin Elmer, моделей 341 и 343, продолжают традицию высоконадежных средств измерений, используемых для измерений УВПП монохроматического излучения при его прохождении через оптически активные вещества. Эти приборы имеют диапазон измерения УВПП $\pm 85^\circ$ при абсолютной погрешности измерений $\pm 0,02^\circ$. Сфера использования этих приборов — химические, биохимические и аналитические лаборатории промышленных предприятий и научно-исследовательских институтов.

Аналогичную сферу применения имеет поляриметр типа Polartronic-E фирмы Schmidt + Haensch. Абсолютная погрешность этого прибора составляет $\pm 0,01^\circ$. Эти типы поляриметров обеих фирм-производителей прошли испытания и внесены в Государственный реестр средств измерений (Госреестр).

В табл. 15.6 приведены более подробные технические характеристики современных типов поляриметров. Данные поляриметры являются современными высокопроизводительными рабочими средствами измерений. Поэтому имеет смысл не ограничиваться только перечислением технических характеристик этих приборов, но кратко рассмотреть их принципы действия и конструкции.

Принцип действия поляриметра автоматического Polartronic NH8 основан на сканировании УВПП и формировании (с время-импульсным преобразованием) электрического сигнала с представлением полученного результата в цифровой форме.

Поляриметр Polartronic NH8 состоит из следующих основных узлов: источника света (галогенная лампа накаливания); интерференционного светофильтра с максимумом пропускания на длине волны 589,44 нм (желтая линия D натрия); поляризатора; фокусирующей оптической системы; измерительной камеры с встроенным цифровым термометром; анализатора; модулятора Фарадея; приемника излучения, системы электропитания. На цифровое табло выводится результат измерения УВПП оптически активного образца, помещенного в измерительную камеру, или температура в измерительной камере.

Поляриметр Polartronic NH8 внесен в Госреестр и подлежит периодической поверке (межповерочный интервал — 1 год) в соответствии с методикой поверки МП РТ 588–2000, утвержденной Ростест-Москва. Средства поверки: комплект кварцевых поляриметрических пластин, диапазон измерений $(0 - \pm 80^\circ)$, предел допускаемой абсолютной погрешности составляет $\pm 0,01^\circ$.

Поляриметр малый универсальный является относительно простым прибором, принцип действия которого основан на визуальном измерении УВПП. Анализатор выставляется в положение, при котором выравниваются яркости полей, наблюдаемых через окуляр.

Поляриметр состоит из следующих основных узлов: источника света (натриевая газоразрядная лампа); поляризатора; фокусирующей оптической си-

Таблица 15.5. Основные характеристики некоторых типов поляриметров, выпускавшихся ранее, но до сих пор используемых в лабораторной практике

Тип поляриметра, фирма изготовитель, страна	Диапазон измерений угла вращения плоскости поляризации, угл. град.	Предел допускаемой абсолютной погрешности измерения, угл. град.	Длина волны источника излучения, нм	Тип источника излучения	Тип поляризатора, анализатора	Тип модулятора
Сахариметр СУ-3, Россия	$-40 - +100^\circ$	$0,1^\circ$	589	Лампа накаливания со светофильтром	—	—
Поляриметр портативный П-161М, ЗОМЗ, Россия	± 20	$\pm 0,1$	589	Лампа накаливания со светофильтром	—	—
Поляриметр круговой СМ-3, ЗОМЗ, Россия	± 360	$\pm 0,04$	589,3	Натриевая лампа	—	—
Поляриметр фотоэлектрический ЕПЛ, «Мир-Продмаш», Россия	± 25	$\pm 0,01$	589,3	Натриевая лампа	—	—
Поляриметр фотоэлектронный А1-ЕПН, «Мир-Продмаш», Россия	± 1	$\pm 0,002$	546,1 589,3	Ртутная и натриевая лампы	Призмы Глана	Фарадея
Поляриметр Perkin Elmer, модель 241, США	± 80	$\pm 0,002$ (для значений $< 1^\circ$), $0,2\%$ ($> 1^\circ$)	365, 436, 546, 578, 589	Ртутная и натриевая лампы	Призмы Глана	Поляризатор: $f = 50-60$ Гц, $\varphi_a = \pm 0,7^\circ$
Поляриметр ОК-1, Opton, Германия	$0-0,2^\circ$ $0-25^\circ$	$\pm 0,005^\circ$ $\pm 0,05^\circ$	546,1	Ртутная лампа	Призмы Глана-Томпсона	Фарадея $f = 50$ Гц, $\varphi_a = \pm 2^\circ$
Поляриметр Polamat, Carl Zeiss Jena, Германия	± 75	$\pm 0,01$ $\pm 0,03^\circ$	365, 405, 436, 546, 578	Ртутная лампа	Призмы Глана-Томпсона	Бикварцевый
Поляриметр Bellingham Stanley, Англия	$-130 - +130^\circ$	$\pm 0,05^\circ$	589,3	Натриевая лампа	Призмы Липиха	Фарадея
Поляриметр Perkin Elmer, модель 141, США	± 1	$\pm 0,002$	365, 436, 546, 578, 589, 632,8	Ртутная и натриевая лампы, лазер	Призмы Глана	Качающийся поляризатор

Таблица 15.6. Технические характеристики современных типов поляриметров

Характеристика	Поляриметр автоматический Polatron-NH8, Schmidt + Haensch, Германия	Поляриметр малый универсальный, Schmidt + Haensch, Германия	Поляриметр автоматический Prorol, Dr. Wolfgang Kernchen, Германия	Поляриметр полуавтоматический Polax 2L, Atago, Япония
Диапазон УВПП, угл. град.	±80	-90 – +90	-3,5 – +8,5	-179 – +180
Предел допускаемой абсолютной погрешности, угл. град.	±0,02	±0,1	±0,01	±0,05
Дискретность показаний цифрового табло, угл. град.	0,01	—	0,0001	0,05
Диапазон измерений встроенного термометра, °С	+10 – +40	—	+10 – +40	+5 – +40
Длина волны источника излучения, нм	589,44	589,44	589,3	589
Время одного измерения, с	10±3	—	10±3	—
Напряжение питающей сети, В	220±22	220±10 %	220±22	220±22
Частота питающей сети, Гц	50±1	50±1 %	50/60	50±1
Потребляемая мощность, ВА, не более	100	50	100	40
Габариты, мм, не более	1300 × 220 × 350	400 × 110 × 555 (оптический блок), 110 × 110 × 140 (блок питания)	550 × 130 × 215 (оптический блок), 470 × 160 × 340 (блок управления)	43 × 22 × 30
Масса, кг, не более	37	4,5 (оптический блок), 3,0 (блок питания)	17 (оптический блок), 7 (блок управления)	11,5

стемы; измерительной камеры длиной 220 мм; анализатора; окуляра, а также выносного блока питания осветителя. Результат измерений в угловых градусах считывается по лимбу с нониусом.

Поляриметр внесен в Госреестр и подлежит периодической поверке в соответствии с ГОСТ 8.258-77 «ГСОЕИ. Поляриметры и сахариметры. Методика поверки». Средства поверки: комплект кварцевых поляриметрических пластин типа ППО-1, внесенный в Госреестр под № 11330–88, диапазон измерений от -45° до $+45^\circ$, предел допускаемой абсолютной погрешности составляет $\pm 0,005^\circ$.

Принцип действия **автоматического поляриметра Propol** аналогичен принципу действия поляриметра Polartronic NH8 и основан на сканировании УВПП и преобразовании электрического сигнала с представлением полученного результата в цифровой форме.

Поляриметр Propol состоит из двух блоков. В оптическом блоке располагаются: источник света (галогенная лампа накаливания) с интерференционным светофильтром с максимумом пропускания на длине волны 589,3 нм (желтая линия D натрия); фокусирующая оптическая система; поляризатор; измерительная камера с встроенным цифровым термометром; датчик УВПП с магнитооптической компенсацией на эффекте Фарадея.

В блоке управления располагается система электропитания, управляющие электронные платы, 16-кнопочная клавиатура, алфавитно-цифровой дисплей. На дисплей выводятся: результат измерения УВПП оптически активного образца, помещенного в измерительную камеру, температура в измерительной камере, а также результаты пересчета полученного значения угла вращения к другим шкалам измерений (концентрация сахарозы, % Brix или другие). Имеется возможность подключения поляриметра к персональному компьютеру.

Поверка автоматических поляриметров Propol проводится в соответствии с методикой поверки МП РТ 800-2002 «Поляриметр автоматический «Propol» производства фирмы «Dr. Wolfgang Kernchen GmbH», Германия. Методика поверки», утвержденной Ростест-Москва в июле 2002 г. Средства поверки: набор образцовых поляриметрических пластин ППО-2, внесенных в Госреестр под № 11331–88, диапазон измерений УВПП составляет $\pm 18^\circ$, погрешность измерений составляет $\pm 0,005^\circ$.

Принцип действия **полуавтоматического поляриметра POLAX 2L** основан на визуальной установке скрещенного положения поляризатора и анализатора при измерении УВПП с представлением полученного результата в цифровой форме.

Поляриметр POLAX 2L состоит из следующих основных узлов: источника света (светодиод); интерференционного светофильтра с максимумом пропускания на длине волны 589 нм (желтая линия D натрия); поляризатора; фокусирующей оптической системы; измерительной камеры с встроенным цифровым термометром; анализатора, вращаемого шаговым электродвигателем; датчика положения анализатора; окуляра для наблюдения скрещенного положения поляризатора и анализатора; системы электропитания. Для проведения измерений оператор нажимает кнопку «Вперед» или «Назад», отыскивая точку уравнивания яркостей полей сравнения, наблюдаемых в окуляр. На цифровое табло выводится результат измерений

УВПП оптически активного образца, помещенного в измерительную камеру, или температура в измерительной камере.

Поляриметр полуавтоматический POLAX 2L подлежит периодической поверке. Средства поверки: набор образцовых поляризметрических пластин ППО-1, диапазон измерений $0-35^\circ$, погрешность измерений $\pm 0,005^\circ$.

15.4. Обеспечение единства поляризационных измерений

Повышение точности поляризационных измерений и создание системы обеспечения их единства достигалось путем как совершенствования методик выполнения измерений и соответствующих СИ, так и разработки эталонной и поверочной (калибровочной) базы поляриметрии с одновременным введением в стране государственной поверочной схемы. Следует при этом отметить, что основное внимание в течение многих лет уделялось проблеме повышения точности измерения угла вращения плоскости поляризации (колебаний) [80].

В конце 1974 г. во Всесоюзном НИИ метрологии им. Д. И. Менделеева был разработан и введен со сроком действия с 01.01.1975 г. до 01.01.1980 г. ГОСТ 8.108-74 [80], распространявшийся на государственный специальный эталон и общесоюзную поверочную схему для средств измерений угла вращения плоскости поляризации в видимой области спектра и устанавливавший назначение государственного специального эталона единицы угла вращения плоскости поляризации линейно-поляризованной волны в видимой области спектра — градуса ($^\circ$), комплекс основных средств намерений, входящих в его состав, основные метрологические параметры эталона и порядок передачи размера единицы угла вращения плоскости поляризации от специального эталона при помощи рабочих эталонов и образцовых средств измерений рабочим средствам измерений с указанием погрешностей и основных методов поверки.

Государственный специальный эталон содержал следующие СИ:

- фотоэлектрический поляриметр;
- кварцевую пластинку, задающую угол вращения плоскости поляризации линейно-поляризованной световой волны при 20°C ;
- источник излучения (лампу с электродами накала, заполненную естественной ртутью при низком давлении буферного газа);
- двойной монохроматор, выделяющий из спектра излучения зеленую линию.

Эффективное значение воспроизводимых эталоном углов вращения плоскости поляризации, при длине волны 546,07 нм, составляло от -41 до $+41^\circ$.

Государственный специальный эталон обеспечивал воспроизведение единицы со средним квадратическим отклонением результата измерений (S), не превышающим $1 \cdot 10^{-3^\circ}$, при неисключенной систематической погрешности (Θ), не превышающей $0,5 \cdot 10^{-3^\circ}$.

Методом прямых измерений размер единицы передавался рабочим эталонам, в качестве которых применялись поляризметрические кварцевые пластинки с углами вращения плоскости поляризации от -41 до $+41^\circ$ при длине волны 546,07 нм.

Среднее квадратическое отклонение результата поверки рабочего эталона не должно было превышать $1,5 \cdot 10^{-3^\circ}$.

Рабочие эталоны применялись для поверки образцовых фотоэлектрических и рабочих фотоэлектрических и визуальных поляриметров методом прямых измерений.

В качестве образцовых СИ 1-го разряда применялись фотоэлектрические поляриметры с пределами измерений углов вращения плоскости поляризации от -41° до $+41^\circ$ при длине волны 546,07 нм.

Средние квадратические отклонения результата поверки образцовыми СИ 1-го разряда не должны были превышать $2 \cdot 10^{-3}^\circ$.

Образцовые СИ 1-го разряда применялись для поверки образцовых 2-го разряда и рабочих поляриметрических пластинок методом прямых измерений. В качестве образцовых СИ 2-го разряда применялись образцовые поляриметрические кварцевые пластинки по ГОСТ 8.239-77 и ГОСТ 22409-77.

Средние квадратические отклонения результата поверки образцовыми СИ 2-го разряда не должны были превышать $5 \cdot 10^{-3}^\circ$.

Образцовые СИ 2-го разряда применялись для поверки рабочих поляриметров и сахариметров методом прямых измерений. Соотношение погрешностей образцовых СИ 1 и 2-го разрядов должно было быть не более 1 : 2,5.

В качестве рабочих СИ применялись фотоэлектрические и визуальные поляриметры, сахариметры и контрольные поляриметрические пластинки.

Средние квадратические отклонения СИ измерений составляли от $5 \cdot 10^{-3}^\circ$ до $2 \cdot 10^{-1}^\circ$.

Соотношение погрешностей образцовых 2-го разряда и рабочих средств измерений должно было быть не более 1 : 2.

Действовавшая в соответствии с [80] общесоюзная поверочная схема изображена на рис. 15.10.

В последнее время возникла достаточно острая потребность в проведении поверок эталонных поляриметрических пластинок по углу вращения плоскости поляризации. Государственное унитарное предприятие НИИ «МИР-ПРОДМАШ» в 2000-м году разработало и изготовило прошедший испытания и внесенный в Государственный реестр средств измерений под № 21887-01 фотоэлектрический поляриметр А1-ЕПЭ, предназначенный для измерения УВПП поляриметрических пластинок. Поляриметр может использоваться в качестве эталонного СИ 1-го разряда по МИ 2128-91 при проведении поверки поляриметрических пластинок 2-го разряда в соответствии с ГОСТ 8.239-77.

Принцип действия поляриметра основан на сканировании угла вращения плоскости поляризации и формировании с дальнейшим время-импульсным преобразованием электрического сигнала с представлением полученного результата в цифровой форме. Поляриметр состоит из четырех основных блоков: измерительного блока, блока питания осветителя, блока питания электронных узлов, термостата.

Измерительный блок включает в себя источник света (ртутную лампу низкого давления ДРС-50), монохроматор, поляризатор, фокусирующую оптическую систему, термостатируемую измерительную камеру с встроенным термопреобразователем сопротивления, непрерывно вращающийся анализатор, приемник излучения (фотоэлектронный умножитель).

Электронная система поляриметра обрабатывает рабочий сигнал с выхода ФЭУ, сигналы датчиков блока сканирования и сигнал датчика температуры в измерительной камере.

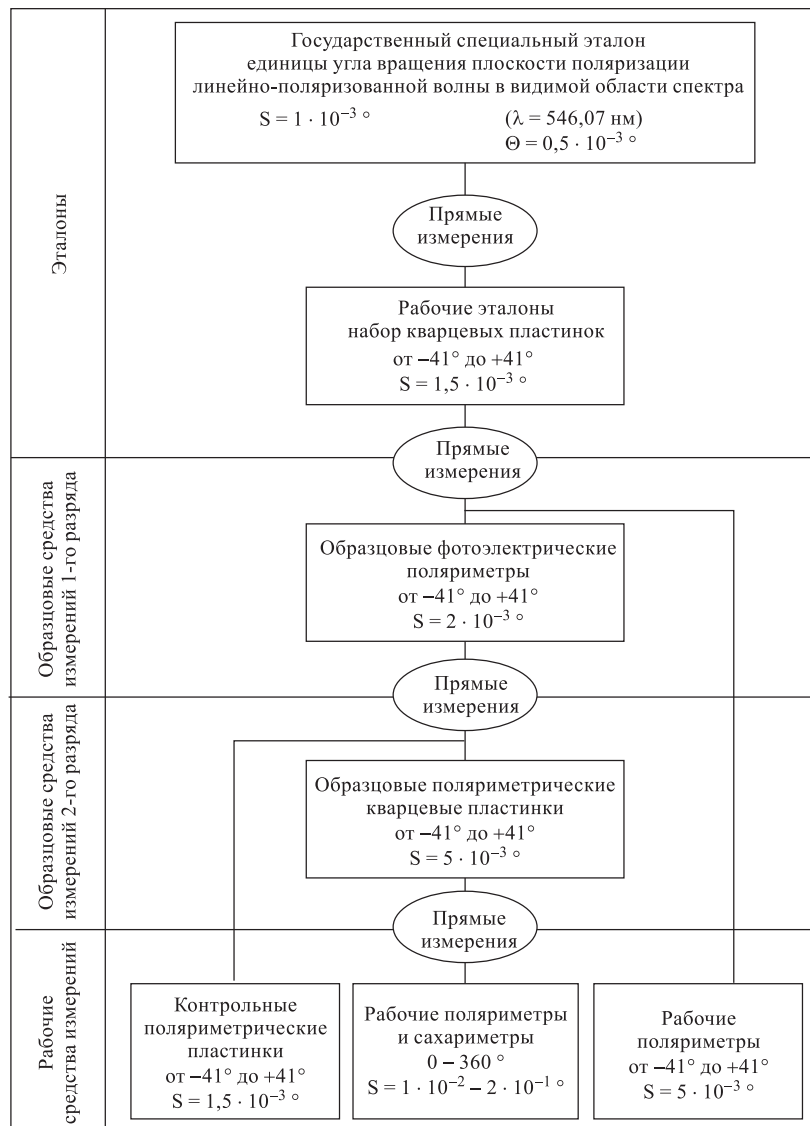


Рис. 15.10. Общесоюзная поверочная схема для средств измерений угла вращения плоскости поляризации в видимой области спектра

Результат измерения УВПП поляризметрической пластинки, помещенной в измерительную камеру, выводится на цифровое табло. Одновременно на другое цифровое табло выводится результат измерения температуры в измерительной камере. Все устройство смонтировано в массивном корпусе. Блоки питания вырабатывают необходимые для электропитания всех составных частей поляриметра стабилизированные напряжения. Термостат предназначен для поддержания стабильной температуры в диапазоне от 19 до 21°C в измерительной камере. Термостат не входит в комплект поставки поляриметра.

Основные технические характеристики поляриметра.

1. Диапазон измерений угла вращения плоскости поляризации (УВПП), градусы угловые ($^{\circ}$) от -80 до $+80$
2. Граница неисключенной систематической погрешности поляриметра, $^{\circ}$:
 - в диапазоне от минус 45° до плюс 45° $\pm 0,0015$
 - в диапазоне от минус 80° до минус 45° $\pm 0,0015$
 - и от плюс 45° до плюс 80° $\pm 0,0025$
3. Среднее квадратическое отклонение результата измерений при числе измерений в группе $n = 10$, $^{\circ}$, не более:
 - в диапазоне от минус 45° до плюс 45° $0,0006$
 - в диапазоне от минус 80° до минус 45° $0,0010$
 - и от плюс 45° до плюс 80° $0,0010$
4. Рабочая длина волны, нм $546,07$
5. Температура в измерительной камере, $^{\circ}\text{C}$ от 19 до 21
6. Предел допускаемой абсолютной погрешности измерения температуры в измерительной камере, $^{\circ}\text{C}$ $\pm 0,1$
7. Отсчет показаний УВПП, $^{\circ}$, и температуры, $^{\circ}\text{C}$ цифровой
8. Дискретность показаний по шкалам
 - УВПП, $^{\circ}$ $0,0001$
 - температуры, $^{\circ}$ $0,1$
9. Время одного измерения, с:
 - в режиме экспресс-оценки от 7 до 13
 - в рабочем режиме от 95 до 105
10. Напряжение питания, В $220 \pm 2 \%$
11. Частота питающей сети, Гц $50 \pm 1 \%$
12. Потребляемая мощность, Вт, не более 350
13. Габаритные размеры, мм^3 , не более:
 - измерительного блока $1000 \times 550 \times 350$
 - блока питания осветителя $350 \times 250 \times 250$
 - блока питания электронных узлов $350 \times 250 \times 250$
14. Масса, кг, не более:
 - измерительного блока 80
 - блока питания осветителя 15
 - блока питания электронных узлов 15

Поляриметр подлежит периодической поверке в соответствии с разделом 11 «Методики поверки» руководства по эксплуатации, утвержденной Ростест-Москва. Межповерочный интервал — 1 год.

Средства поверки:

— рабочий эталон единицы угла вращения плоскости поляризации по МИ 2128-91, диапазон измерений от минус 50° до плюс 50° , СКО сличения с государственным эталоном $S_{\Sigma} = 0,0015^{\circ}$;

— комплект поляризметрических пластинок, диапазон измерений от минус 80° до минус 45° и от плюс 45° до плюс 80° , СКО сличения с государственным эталоном $S_{\Sigma} = 0,002^{\circ}$;

— термометр стеклянный ртутный по ГОСТ 13646-68, диапазон измерений от 19 до 21°C , цена деления $0,05^{\circ}\text{C}$.

Часть VI

**ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ
И ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ**

Все более широкое применение лазерного излучения в науке, промышленности и повседневной жизни сопровождается повышением интереса не только к техническому описанию лазеров, их элементов, характеристик пучков выходного излучения [81], но и к методам и средствам измерений с гарантированной точностью всех физических величин, так или иначе характеризующих и описывающих лазеры, лазерные устройства и системы. При этом налицо стремление к международной стандартизации [81] как терминов и определений, касающихся лазерной техники, так и **методов, средств и методик выполнения измерений параметров и характеристик выходного лазерного излучения, свойств и параметров элементов и узлов излучателей, систем накачки и питания лазеров, совокупность которых предложено именовать лазерометрией** [82].

Несмотря на очевидную важность этой области измерений для пользователей, основы лазерометрии с охватом всех ее направлений, включая систему обеспечения единства измерений с конкретными примерами методик выполнения измерений и оценки точности получаемых результатов, до настоящего времени не систематизированы и не обобщены ни в отечественной, ни в переводной литературе.

К 1980 г. были выпущены три книги на русском языке, посвященные измерениям параметров и характеристик лазерного излучения: монография коллектива авторов под редакцией Р. А. Валитова «Измерение характеристик оптических квантовых генераторов» (1969 г.), перевод книги Г. Хирда «Измерение лазерных параметров» (1972 г.), книга В. Д. Зубова «Методы измерения характеристик лазерного излучения» (1973 г.). Первые две книги отразили состояние измерительной техники в этой области измерений на конец 1967 г. Третья книга посвящена физическим основам методов измерения параметров излучения, однако в ней не нашли отражения задачи, методы и техника обеспечения единства измерений характеристик лазерного излучения.

В начале 80-х годов были опубликованы монографии [26, 83], посвященные измерениям энергетических, спектрально-частотных и корреляционных параметров и характеристик лазерного излучения, а в 1990 г. — монография [84], в которой изложены основы метрологического обеспечения лазерной энергетической фотометрии.

За прошедшие с тех пор десятилетия лазерная техника прогрессировала по всем основным параметрам выходного лазерного излучения: динамический диапазон интенсивностей современных лазеров простирается от фемтоуровней до сотен киловатт мощности излучения лазеров в непрерывном режиме; спектральный диапазон перекрывает УФ, видимый и ИК (включая дальний) поддиапазоны длин волн; фемтосекундные длительности импульсов лазерного излучения стали повседневной действительностью, а поперечные размеры пучков достигают десятков сантиметров в ближней зоне.

Соответственно, расширяется круг измерительных задач в области лазерометрии, возрастает потребность в получении достоверной количественной информации не только в лабораториях, но и в условиях эксплуатации лазеров и лазерных систем, совершенствуются и разрабатываются новые методы и средства лазерометрии, с которыми необходимо знакомиться как студентам, изучающим курс оптико-электронных измерений, так и специалистам, имеющим дело с измерениями параметров и характеристик лазерного излучения и элементов лазерной техники.

В 2000 г. появилась монография [2], а в 2001 г. — [3], в которых подробно рассматривались основы обеспечения единства измерений совокупности характеристик и параметров непрерывного и импульсного лазерного излучения. Обе эти книги рассчитаны на специалистов высокой квалификации, нуждающихся в детальном ознакомлении со всеми аспектами лазерометрии. В связи с этим в данной книге предпринята попытка в доступной форме изложить основы ОЕИ (обеспечение единства измерений) в таком важном виде оптической радиометрии, как лазерометрия, причем большее внимание уделено измерениям энергетических, пространственно-энергетических параметров и спектральных характеристик, а измерения остальных характеристик описаны конспективно. (Это относится к параметрам когерентности, а измерения параметров поляризации рассмотрены в предыдущей части книги).

Глава 16

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ЛАЗЕРОМЕТРИИ

16.1. Лазер как объект измерений

Напомним, что слово «лазер» является акронимом английского сочетания «light amplification by stimulated emission of radiation», что в переводе означает «усиление света в результате вынужденного излучения». Широко распространено представление о лазере как об источнике оптического когерентного излучения, характеризующегося высокой направленностью и большой плотностью энергии. Это в целом правильное определение источника излучения, коренным образом отличающегося от общеизвестных излучателей типа разнообразных ламп и световых приборов на их основе, потребовало дальнейшего развития и уточнения, что привело к появлению ряда стандартизованных на международном уровне понятий и терминов [85], поясняемых на рис. 16.1.

Как следует из рис. 16.1, **лазером** считается лишь активный элемент (активная среда с зеркалами, т. е., по существу, оптический резонатор) с системой накачки, а в сочетании с блоком подачи электропитания, хладагента и др. обеспечивающих работу лазера компонентов лазер составляет **лазерное устройство**. Вместе с устройствами оптического трассирования и формирования пучка лазерное устройство образует **лазерную сборку**, выходное излучение которой поступает к пользователю (например, для обработки детали или изделия). Если к лазерной сборке добавляются устройства позиционирования обрабатываемой детали, а также измерения и контроля параметров лазерного излучения, то речь идет уже о **лазерной установке**.

Из вышеизложенного следует, что международная стандартизация в области терминологии применительно к лазеру и его аксессуарам распространяется лишь на лазерные технологические установки. На самом деле лазерные сборки получили широкое распространение не только в системах обработки деталей и изделий, но и в медицине, строительстве, геодезии, фармакопее, приборостроении, военной технике, шоу-бизнесе, штриховом кодировании и пр. Тем не менее, общая структура **лазерной сборки** универсальна практически для всех применений, но с лазерными установками приходится иметь дело далеко не всегда. Однако потребность в измерении и контроле пара-

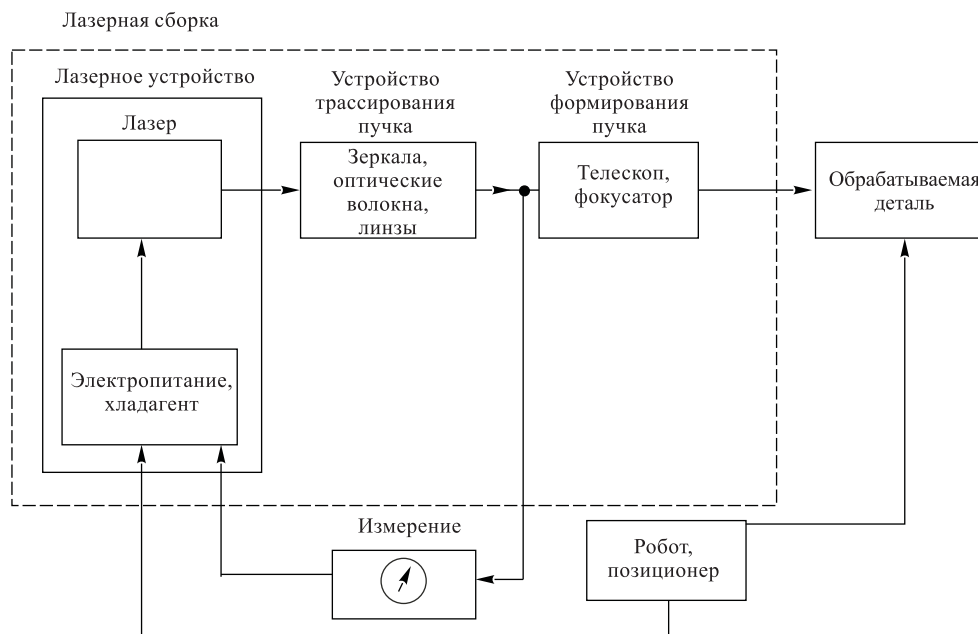


Рис. 16.1. Лазерная установка

метров и характеристик выходного излучения лазерного устройства испытывается повсеместно как при производстве и испытаниях лазеров, так и в процессе эксплуатации не только лазерных сборок, но и лазерных установок различного назначения. Кроме того, производители лазеров должны осуществлять измерительный контроль элементов и узлов лазера и лазерного устройства (активных сред, зеркал, выходных окон, блоков оптической накачки, электропитания, охлаждения и пр.).

Параметры и характеристики выходного излучения лазерного устройства можно разделить на четыре группы:

- энергетические и пространственно-энергетические;
- спектральные;
- поляризационные;
- корреляционно-фазовые.

Параметры и характеристики элементной базы лазеров и лазерных устройств можно разделить на две группы:

- оптико-электронные;
- технологические.

16.2. Лазерометрия как вид оптической радиометрии

Итак, лазерометрией будем именовать область измерений параметров и характеристик выходного лазерного излучения, а также свойств и параметров элементов и узлов излучателей, системы накачки и питания лазеров [82]. Более того, к лазерометрии следует отнести и измерения метрологических параметров и характеристик (СИ) тех компонентов, которыми пользуются в процессе

производства и эксплуатации лазерных установок, лазерных устройств и лазеров.

Предлагаемый термин не стандартизован, но удобен в силу его краткости и универсальности применительно ко всем объектам и элементам лазерной техники. Поэтому в дальнейшем он будет нами широко использован.

В соответствии с делением характеристик лазерного излучения на четыре группы, можно рекомендовать не требующие дополнительных пояснений термины: **энергетическая, спектральная, поляризационная и корреляционно-фазовая лазерометрия.**

Измерения свойств и параметров элементов и узлов, включая системы накачки и питания, предлагается именовать **элементной лазерометрией.**

В зависимости от режима работы лазера энергетическую и спектральную лазерометрию можно разделить на статическую и динамическую.

Статическая лазерометрия включает измерения параметров и характеристик выходного лазерного излучения в установившемся (стационарном) режиме. Примерами могут служить измерения мощности в режиме непрерывного генерирования лазерного излучения или измерения средней или максимальной мощности в режиме импульсно-модулированного генерирования. Сюда же следует отнести определение статических параметров и характеристик соответствующих СИ.

Динамическая лазерометрия включает измерения параметров и характеристик выходного лазерного излучения в неустановившемся (переходном) режиме, когда приходится учитывать соотношение между временем процесса и временными характеристиками СИ. Примерами могут служить измерения мощности или энергии излучения лазера в импульсном режиме. Сюда же следует отнести определение динамических параметров и характеристик соответствующих СИ.

Предлагаемые термины систематизированы в классификационной схеме, представленной на рис. 16.2 а. Остановимся более подробно на содержании нижнего поля схемы и кратко охарактеризуем часто встречающиеся виды измерений в лазерометрии.

Независимо от режима работы лазера, измеряемые энергетические величины, параметры и характеристики делятся на временные, пространственные и пространственно-временные.

Энергетическая статическая временная лазерометрия включает прямые измерения: мощности непрерывного излучения; средней мощности импульсного излучения; максимальной и мгновенной мощности импульса лазерного излучения в импульсном режиме; энергии импульса лазерного излучения в импульсном режиме, а также косвенные измерения таких временных (частотных) параметров импульсного излучения, как длительность импульса и период (частота) повторения импульсов.

Энергетическая статическая пространственная лазерометрия содержит прямые измерения: локальной плотности мощности непрерывного или энергии импульсного лазерного излучения; диаметра пучка непрерывного и импульсного лазерного излучения; положения и уходов оси диаграммы направленности непрерывного и импульсного излучения, а также косвенные измерения расходимости, энергетической расходимости, распределения мощности по сечению пучка лазерного излучения.

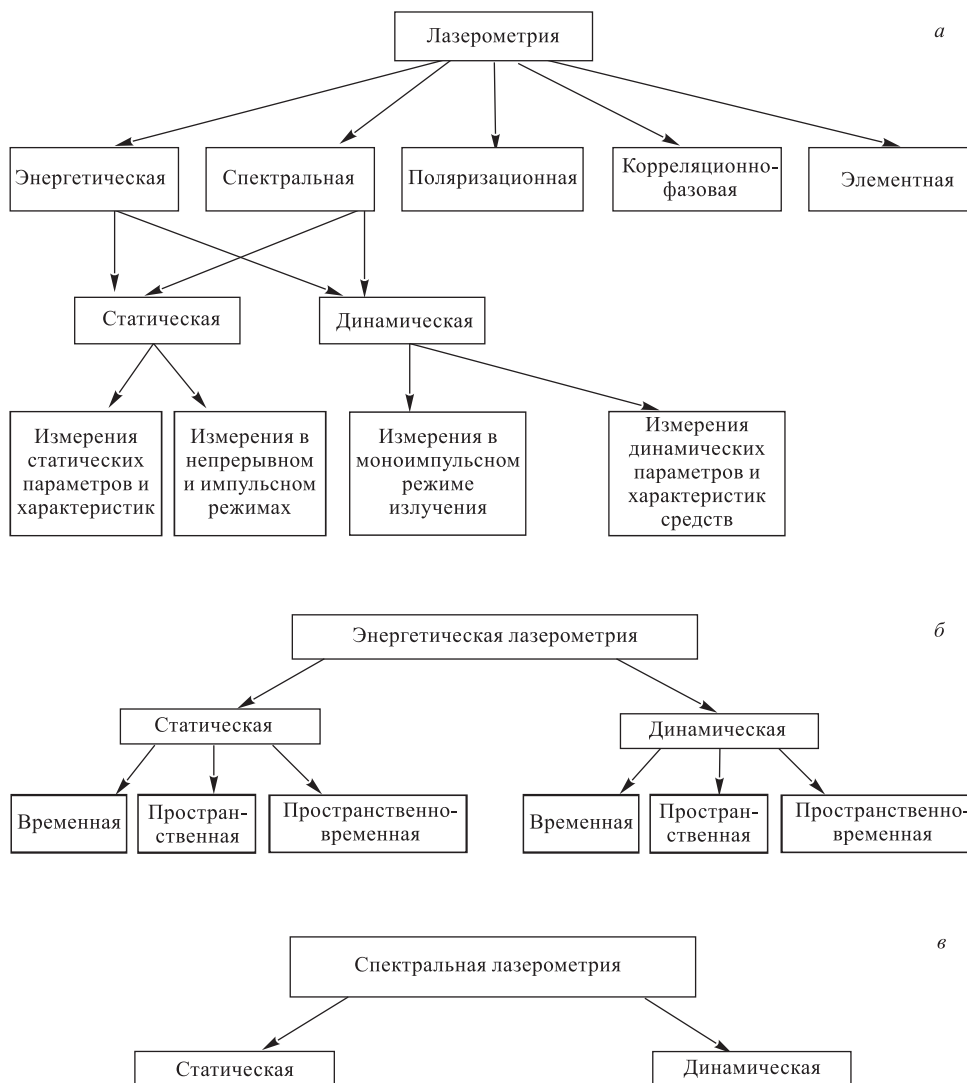


Рис. 16.2. Виды измерений лазерометрии

Энергетическая статическая пространственно-временная лазерометрия включает измерения локальной плотности мгновенной мощности импульсного излучения.

Энергетическая динамическая временная лазерометрия содержит прямые измерения мощности и энергии лазерного излучения в моноимпульсном режиме, а также косвенные измерения длительности импульса или других его характерных временных параметров.

Энергетическая динамическая пространственная лазерометрия состоит из прямых измерений: локальной плотности энергии моноимпульсного лазерного излучения; диаметра пучка моноимпульсного лазерного излуче-

ния; положения оси диаграммы направленности моноимпульсного лазерного излучения, а также из косвенных измерений расходимости, энергетической расходимости, распределения энергии по сечению пучка моноимпульсного лазерного излучения.

Энергетическая динамическая пространственно-временная лазерометрия включает прямые измерения изменений всех пространственных величин и параметров моноимпульсного лазерного излучения в течение времени действия импульса.

Спектральная статическая лазерометрия содержит измерения частоты, девиации частоты, длины волны, ширины линии, ширины огибающей спектра непрерывного и импульсного лазерного излучения.

Спектральная динамическая лазерометрия — те же измерения для моноимпульсного режима лазерного излучения.

Статическая лазерометрия, наряду с измерениями величин и параметров, характеризующих установившийся режим лазерного излучения, включает измерения статических параметров, свойств и характеристик СИ. Сюда в первую очередь следует отнести статическую чувствительность (коэффициент или характеристику преобразования), порог чувствительности, рабочий диапазон измерений, линейность рабочего диапазона, равномерность спектральной чувствительности и чувствительности приемника излучения по площадке, основную и дополнительные статические погрешности.

Динамическая лазерометрия, наряду с измерениями величин и параметров, характеризующих неустановившийся режим лазерного излучения, содержит измерения динамических параметров, свойств и характеристик СИ. Часто предварительно определяют упомянутые статические параметры, затем при необходимости измеряют специфические динамические параметры, такие, как переходная или импульсная характеристика СИ, его постоянная времени или ширина полосы пропускания, динамическая чувствительность, а также составляющие динамической погрешности.

Элементная лазерометрия содержит, главным образом, измерения параметров активного элемента — коэффициентов отражения и пропускания зеркал, окон, коэффициента усиления среды, дифракционных потерь и пр.

Структура энергетической и спектральной лазерометрии в соответствии с изложенным представлена на рис. 16.2 б, в.

Из рис. 16.2 б видно, что в энергетической лазерометрии чаще всего приходится иметь дело с прямыми измерениями той или иной мощности, энергии, их локальных плотностей. Для этих целей создаются разнообразные СИ, длинные и далеко не всегда удачные названия которых нередко начинаются со слова «измеритель». Желание отказаться от неправильного использования в названии прибора слова «измеритель», а также стремление к лаконичности и унификации терминов, приводит к естественному, на наш взгляд, предложению ввести четкие и краткие названия СИ в лазерометрии.

Все приборы, предназначенные для измерений мощности лазерного излучения, предлагается именовать «**ваттметрами**», приборы, измеряющие энергию — «**джоульметрами**». Приборы, предназначенные для измерений локальной плотности мощности и энергии, а также их распределений в пространстве, просто и удобно называть «**пространственно-дискретными ваттметрами**» или «**пространственно-дискретными джоульметрами**». Если прибор градуирован в единицах расходимости или энергетиче-

ческой расходимости, следует именовать его **измерителем расходимости**. Если в названии прибора требуется отметить специфику измеряемой мощности (средняя, максимальная, мгновенная), то и ваттметр можно именовать ваттметром средних, максимальных или мгновенных значений. При желании можно еще более формализовать наименования и перейти к **«среднему ваттметру»**, **«максимальному ваттметру»** и **«мгновенному ваттметру»**.

Некоторая возникающая при этом нелогичность в построении терминов (по названию единицы физической величины, обозначению измеряемого параметра), по-видимому, неизбежна, так как трудно подобрать сокращенные термины по какому-нибудь единому принципу, а примеров аналогичных терминологических образований в других областях измерений достаточно: ваттметр, расходомер, Q-метр и др.

В области спектральной лазерометрии (см. рис. 16.2 в) можно заимствовать названия из радиоизмерений. Приборы для измерения частоты, девиации частоты и длины волны лазерного излучения можно назвать частотомерами, девиометрами, волномерами. Для приборов, измеряющих параметры спектров лазерного излучения, следует ввести широко распространенные названия «спектрометры».

Поскольку аналогичные названия приборов встречаются и в других областях измерений, в случаях, когда может возникнуть недоразумение или путаница, рекомендуется каждому предлагаемому наименованию предпосылать приставку «лазеро». Тогда термины становятся однозначными и звучат как, например, «лазероспектрометр», «лазерочастотомер», «лазероваттметр» и т. д. Если в статье, книге, нормативном документе речь идет только о лазерометрии, то приставку «лазеро» можно не употреблять.

Соответственно, используемым в поляризационной и корреляционно-фазовой лазерометрии СИ можно присвоить наименования «лазерополяриметра», «лазерокогерентометра», «лазерофазометра», опуская по возможности приставку «лазеро».

При рассмотрении пространственных параметров и характеристик были использованы такие термины, как диаграмма направленности и диаметр пучка лазерного излучения. Это понятные читателю, но не стандартизованные термины. Далее при описании методов и средств измерений пространственно-энергетических параметров и характеристик лазерного излучения, мы приведем и будем пользоваться терминами и определениями, принятыми в международном стандарте.

Независимо от того, какой параметр или характеристика выходного лазерного излучения или элемента лазерного устройства подлежит измерению, структурная схема СИ реализует оптоэлектрическое измерительное преобразование, подробно описанное ранее.

Глава 17

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ЕДИНИЦ МОЩНОСТИ И ЭНЕРГИИ И ПЕРЕДАЧА ИХ РАЗМЕРОВ В РОССИЙСКОЙ СИСТЕМЕ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ЕДИНСТВА ИЗМЕРЕНИЙ

17.1. Основы измерений энергетических параметров лазерного излучения

Основной физической величиной для энергетической группы параметров и характеристик лазерного излучения является его мощность, имеющая общее обозначение P .

При этом **лазерным излучением** называется когерентное электромагнитное излучение с длиной волны не более 1 мм, генерируемое лазером [85].

Все остальные параметры и характеристики этой группы функционально связаны с P , причем аргументами в этих функциональных зависимостях являются время t , пространственные координаты поперечного сечения пучка x, y, z (x, y — декартовы координаты непосредственно в поперечном сечении, z — расстояние центра сечения от выходной грани резонатора лазера) или их сочетания.

Соответственно, речь может идти об измерениях интегральных энергетических параметров, «локализованных» во времени или в пространстве, или же параметров и характеристик, отображающих распределение мощности лазерного излучения по той или иной координате. Таким образом, внутри энергетической группы можно выделить четыре подгруппы: интегральную, временную, пространственную и пространственно-временную.

Строго говоря, в соответствии с принятым делением на подгруппы к интегральным параметрам следует отнести лишь мощность непрерывного лазерного излучения. Величины, так или иначе функционально связанные с P параметром t , нами отнесены к временной группе. Однако потребность в измерении интегральных по площади поперечного сечения пучка величин независимо от их связи со временем t предопределила общность метода, структурной схемы СИ и в значительной степени методики выполнения измерений для величин интегральной и временной подгрупп. Поэтому сначала обратимся к определениям и основным понятиям, необходимым для описания энергетического подвида лазерометрии.

Лазером, работающим в непрерывном режиме излучения, который для упрощения будет в дальнейшем именоваться **непрерывным лазером**, именуется лазер, генерирующий излучение в периоды времени, превышающие или равные 0,25 с [85]. Соответственно, мощностью непрерывного излучения называется мощность P выходного излучения непрерывного лазера [85].

Лазер, генерирующий излучение порциями в форме одиночных импульсов или импульсных последовательностей, именуется **импульсным лазером**.

Длительность импульса при этом должна быть менее 0,25 с [85]. Номенклатура измеряемых величин у импульсного лазера шире, чем у непрерывного.

Энергия Q одного импульса излучения называется **импульсной энергией**, а ее отношение к длительности импульса τ_n — **импульсной мощностью** P_n . **Средней мощностью** P_{av} именуется произведение усредненной в импульсной последовательности энергии Q и **частоты повторения импульсов** f_p , под которой подразумевается число импульсов в секунду в этой последовательности. Максимальное значение P_{pk} в зависимости мощности излучения импульсного лазера от времени называется **пиковой мощностью** [85].

Примечание. Здесь и далее используются стандартизованные ИСО термины, определения и обозначения. В русскоязычной научно-технической литературе по лазерам и лазерометрии авторы зачастую пользуются отличными от приводимых здесь терминами и обозначениями. В тех случаях, когда сохранение авторских цитирований окажется целесообразным, это будет отмечаться особо.

При измерениях перечисленных энергетических величин преимущественное распространение получили **прямые измерения**, выполняемые **методом непосредственной оценки**.

Напомним, что прямым называется измерение, при котором искомое значение величины находят непосредственно из опытных данных. Методом непосредственной оценки значение величины определяется непосредственно по показывающему средству измерений.

Шкалы этих СИ, как правило, проградуированы в ваттах или джоулях, либо в кратных или дольных им (что значительно чаще) единицах, т. е. в милли- или микроваттах (милли- или микроджоулях). В последнее время в связи с активизацией измерений параметров сверхслабого лазерного излучения шкалы СИ расширяются до нано- и даже пикоуровней мощности и энергии.

Помимо приведенных величин, которыми чаще всего интересуются при решении измерительных задач, нередко требуется количественно оценить нестабильности излучательных параметров и характеристик непрерывных и импульсных лазеров. С целью упорядочения понятий и терминов в [86] приведен ряд символов и определений.

Средневременная относительная флуктуация мощности в течение 1 мин при доверительном уровне 95 % обозначается через ΔP_1 [Вт], а долговременная при тех же условиях, но в течение 60 мин — через ΔP_{60} [Вт]. Через P_1 , P_{60} [Вт] обозначены мощности, усредненные соответственно в течение временных интервалов 0,01 с для t_1 и 1 с для t_2 , а через $\bar{P}_1$, $\bar{P}_{60}$ [Вт] — средние мощности, полученные при оговоренных производителем лазера условиях путем усреднения соответственно в течение средневременного интервала $t_1 = 1$ мин и долговременного интервала $t_2 = 60$ мин. Наконец, через ΔQ обозначается относительная флуктуация энергии излучения импульсного лазера при доверительном уровне 95 %.

Лазерные ваттметры и джоульметры как типовые РСИ описаны в седьмой главе. Ни структурные схемы, ни основные компоненты этих РСИ не претерпели принципиальных изменений за последние два десятилетия. Усилия разработчиков и производителей РСИ мощности и энергии лазерного излучения были направлены преимущественно на совершенствование конструкций при-

боров, расширение диапазонов измеряемых величин, а также спектральных диапазонов работы РСИ. Разумеется, не менее серьезное внимание уделялось повышению точности практических измерений P и Q .

В СИ рассматриваемой подгруппы нормируется ряд параметров и характеристик. Приведем несколько необходимых для дальнейшего изложения материала понятий и определений [26].

Коэффициент преобразования измерительного преобразователя (в данном случае ОЭИП) есть отношение изменения сигнала на его выходе, отображающего измеряемую величину, к вызывающему его изменению сигнала на входе. Заметим, что применительно к измерительному прибору эта характеристика называется чувствительностью. Для измерительных преобразователей энергетических параметров лазерного излучения коэффициент преобразования $K_{\text{пр}}$ — это отношение сигнала на выходе преобразователя к вызывающей его мощности или энергии на входе. В частности, например, для калориметрических преобразователей энергии лазерного излучения $K_{\text{пр}} [В/Дж] = U_{\text{эдс}}/Q$, где $U_{\text{эдс}}$ — значение ЭДС на выходе преобразователя; Q — энергия излучения на входе преобразователя.

Использование для этого параметра термина «коэффициент преобразования» предполагает его постоянство во всей рабочей области значений информативного и неинформативных параметров входного сигнала. Однако в технике измерений энергетических параметров лазерного излучения часто применяют измерительные преобразователи, у которых коэффициент преобразования не является постоянным, а изменяется в зависимости от параметров входного сигнала и связан с ними функциональными зависимостями. При этом чаще всего нормируют следующие характеристики: зависимость $K_{\text{пр}}$ от значения измеряемой величины (характеристика преобразования), от длины волны измеряемого излучения (спектральная характеристика), от распределения плотности измеряемой величины по сечению пучка излучения (зонная характеристика).

Диапазон измерений. Пределы измерений. Диапазон измерений — это область значений измеряемой величины, для которой нормированы допустимые погрешности СИ. Наибольшее и наименьшее значения диапазона измерений определяют пределы измерений.

Диапазон длин волн — это интервал длин волн измеряемого излучения, для которого нормированы допустимые погрешности СИ.

Размеры входного окна. Предельные значения размеров пучка. Нормируют один или оба эти параметра. Размеры входного окна у СИ разных типов составляют от нескольких миллиметров до сотен миллиметров. Форма входного окна чаще всего круглая, но бывают СИ с прямоугольными и квадратными окнами. Значение максимального размера пучка измеряемого излучения обычно ограничено размером входного окна; иногда для согласования размеров пучка и входного окна применяют трансформаторы пучка.

Иногда для СИ энергетических параметров нормируют номинальное значение размеров пучка измеряемого лазерного излучения, т. е. такое, для которого нормировано значение основной погрешности.

Максимально допустимое значение локальной плотности измеряемой величины на входе СИ. Для разных видов СИ энергетических параметров лазерного излучения обычно нормируют следующие параметры: для СИ мощности и средней мощности — максимально допустимое значение

локальной плотности средней мощности на входе СИ; для СИ энергии одиночных импульсов и СИ пиковой и средней мощности импульса — максимально допустимое значение локальной плотности энергии излучения и длительность импульса или максимально допустимое значение локальной плотности пиковой мощности импульса лазерного излучения.

Максимально допустимые значения локальной плотности мощности и энергии на входе СИ разных типов и назначений могут сильно отличаться и зависят от механических, оптических и теплофизических свойств вещества приемного элемента и конструкции ОЭИП. Способность выдерживать максимально допустимые значения локальной плотности мощности и энергии нередко именуют **лучевой стойкостью** ОИП или ОЭИП.

Основная погрешность. Дополнительные погрешности. Для СИ энергетических параметров лазерного излучения обычно нормируют следующие характеристики погрешности: предел допустимой основной погрешности, т. е. погрешности СИ в нормальных условиях применения ¹⁾ (или отдельно предел допустимой систематической составляющей и предел допустимого среднего квадратического отклонения случайной составляющей основной погрешности), и пределы допустимых дополнительных погрешностей, т. е. изменений погрешности, обусловленных изменением влияющих величин в пределах рабочей области их значений. В зависимости от вида влияющих величин различают следующие дополнительные погрешности: из-за изменения температуры окружающего воздуха, напряжения и частоты питающей сети и др.

Примечание. В международном стандарте [86] введены следующие точностные характеристики и параметры выходных сигналов:

- m — отсчет по шкале аналогового прибора или на дисплее цифрового СИ;
- $\overline{m}$ — среднее значение из серии отсчетов;
- s — стандартное отклонение результата измерений;
- $u_{\text{отн},k}$ — относительная неопределенность калибровочного коэффициента при доверительном уровне 95 %;
- $u_{\text{отн}}$ — относительная неопределенность результата измерений при доверительном уровне 95 %.

Замена общепризнанного в русскоязычной литературе термина «погрешность» термином «неопределенность» (uncertainty) не меняет существа дела. Однако в связи с «привязкой» к международным стандартам приходится принимать во внимание этот терминологический дуализм.

Время установления показаний. Под временем установления показаний понимают интервал времени с момента подачи измеряемого сигнала на вход СИ до того момента, когда разность между показанием отсчетного устройства (в измерительном приборе) или сигналом с выхода измерительного преобразователя и его установившимся значением окажется меньше нормированного. Время установления показаний нормируют для СИ, у которых отсчитывают установившееся значение выходного сигнала. У СИ энергии, в которых отсчитывается максимальное значение выходного сигнала, нормируют время достижения максимального показания (в измерительных приборах) или максимального значения выходного сигнала измерительного преоб-

¹⁾ Условия применения СИ, при которых влияющие величины находятся в допускаемых пределах.

разователя. Важным параметром СИ энергии является также минимальный интервал времени между двумя последовательными измерениями на одном уровне энергии.

Перечисленные характеристики являются наиболее общими. Они свойственны СИ энергетических параметров лазерного излучения различных типов. В то же время каждому типу этих СИ могут быть присущи свои, только им свойственные характеристики. Например, приборы тепловой группы (калориметры, болометры, пироэлектрические преобразователи) могут характеризоваться коэффициентом преобразования энергии или мощности электрического тока, коэффициентом эквивалентности замещения и т. п.

СИ средней мощности и энергии можно классифицировать, прежде всего, по виду измеряемой величины (мощность или энергия). Нередко создаются комбинированные СИ для измерений нескольких энергетических величин (например, СИ средней мощности и энергии). Иногда эту классификацию дополняют характеристикой уровня измеряемой величины: СИ больших, средних или малых уровней мощности или энергии.

В классификации рассматриваемых СИ часто находят отражение:

- заложенные в них физические принципы преобразования; в этом случае в названии прибора могут добавляться слова: калориметрический, фотоэлектрический, пьезоэлектрический, болометрический, термоэлектрический и т. д., например, калориметрическое СИ средней мощности лазерного излучения или фотоэлектрическое СИ мощности лазерного излучения;

- основные конструктивные признаки, например широкоапертурный, вакуумный, графитовый, полупроводниковый, проходной, сферический, дисковый;

- режим работы, например проточный, глубокоохлаждаемый, сверхпроводящий, изотермический (например, глубокоохлаждаемый полупроводниковый болометрический прибор);

- рабочий участок спектрального диапазона, например СИ мощности лазерного излучения ИК диапазона;

- вид отсчетного устройства, например цифровой, регистрирующий, самопишущий, стрелочный прибор.

Очевидно, что лазерные ваттметры и джоульметры становятся РСИ только после их градуировки или калибровки, для чего необходима система ОЕИ мощности и энергии лазерного излучения, основу которой составляет соответствующая эталонная база. Рассмотрим подробнее российскую систему ОЕИ.

17.2. Государственная поверочная схема для средств измерений мощности и энергии лазерного излучения и Государственный первичный эталон

Государственную поверочную схему возглавляет разработанный, хранимый и эксплуатируемый во ВНИИОФИ, г. Москва ГПЭ единицы мощности непрерывного лазерного излучения, воспроизводящий ее размер с помощью двух основных элементов: эталонного калориметрического ОЭИП и аргонового лазера с длиной волны выходного излучения $\sim 0,5$ мкм. Оптическая схема ГПЭ содержит еще два главных элемента: дифракционный делитель пучка на основе голографической решетки и метрологический затвор, «вырезающий»

при необходимости из непрерывного потока излучения импульс с крутыми фронтами длительностью 1 с.

Эталонный ОЭИП по существу является абсолютным радиометром с рабочим и термокомпенсационным идентичными полостными приемниками излучения, обладающим большой постоянной времени (до 60 с). Мощность излучения лазера в диапазоне от 0,08 до 1,0 Вт (любое значение в этом интервале) подается на дифракционный делитель. Дифрагировавшие в +1-й и –1-й порядки одинаковые (с точностью до измеренного коэффициента деления 1 : 1) пучки излучения разведены в пространстве и одновременно направляются соответственно в ОЭИП ГПЭ и ОЭИП ВЭ, которому передается размер единицы. Конструктивно оба ОЭИП идентичны, их приемники излучения снабжены обмотками нагревания постоянным электрическим током, реализующими измерения методом замещения. Это означает, что измерительная обмотка приемника излучения попеременно реагирует на 1) тепловой поток, вызванный воздействием измеряемой оптической мощности и 2) порожденный преобразованием в тепло электрической мощности, подаваемой в обмотку нагревателя, обычно именуемую обмоткой (или катушкой) замещения. Мощность электрического тока измеряется с высокой точностью с помощью эталонной катушки сопротивления, потенциометров и серийных высокоточных цифровых мультиметров. Поскольку ОЭИП сконструирован таким образом, что пути распространения по нему тепловых потоков, явившихся результатами преобразования оптической и электрической мощностей, практически одинаковы, и соответствующие коэффициенты преобразования обеих мощностей в измерительные электрические сигналы весьма мало отличаются друг от друга, по измеренной электрической мощности с минимальной погрешностью (не превышающей 0,1 %) определяется значение измеряемой оптической мощности.

В соответствии с российской государственной поверочной схемой ГОСТ 8.275-91 размеры единиц мощности (ватта) и энергии (джоуля) передаются эталону — копии Государственного первичного эталона, разработанному для Сибирского Государственного НИИ Метрологии (СНИИМ, г. Новосибирск), а также нескольким экземплярам вторичных эталонов этих единиц, разработанным и переданным в российские территориальные метрологические органы. Дальнейшая передача размеров единиц мощности и энергии от ВЭ к РСИ осуществляется либо непосредственно, либо посредством рабочего эталона (РЭ) соответствующего точностного разряда. Наряду с государственной поверочной схемой отдельные ведомства для специализированных СИ в лазерометрии имеют локальные поверочные схемы, согласованные с государственной.

Не описывая ВЭ, практически аналогичный ГПЭ, остановимся подробно на двух РЭ — единиц средней мощности и энергии короткоимпульсного лазерного излучения — в качестве примеров, иллюстрирующих различные этапы разработки и исследований этих высокоточных СИ [2].

17.3. Рабочий эталон единицы мощности непрерывного лазерного излучения

17.3.1. Выбор структурной схемы эталона. Рабочий эталон единицы мощности (РЭМ) состоит из трех основных частей: 1) аппаратуры измерения мощности лазерного излучения, предназначенной для получения

размера единицы от ВЭ и передачи его далее по поверочной схеме; в ее состав входят: эталонный ОЭИП калориметрического типа, снабженный обмоткой замещения для подачи в него электрической мощности, и СИ электрических сигналов на основе АЦП (в конкретном варианте РЭМ использован AD7714–5); 2) аппаратуры передачи размера единицы мощности калибруемым или поверяемым СИ; в ее состав входят: лазерные устройства, генерирующие излучения с длинами волн 0,532 и 0,96–0,98 мкм; оптическая система, включающая в себя разводящую и фокусирующую оптику; ОЭИП, используемые в качестве преобразователей в контрольных СИ относительного уровня мощности лазерного излучения и именуемые в дальнейшем приемниками-«свидетелями»; ослабитель мощности лазерного излучения; 3) системы управления РЭМ и численной обработки результатов измерений.

Построению структурной схемы РЭМ предшествовал анализ возможных вариантов оптических схем, обеспечивающих выполнение метрологических требований к эталону. В зависимости от способа передачи оптической мощности от ВЭ на приемную площадку ОЭИП РЭМ возможны так называемые параллельный и последовательный варианты. В первом из них используются калиброванные делители мощности оптического излучения, а во втором — система измерения относительного уровня мощности.

Оптическая схема в параллельном варианте. Использование делителя излучения в РЭМ при реализации способа одновременной подачи мощности лазерного излучения на эталонный ОЭИП и поверяемое (калибруемое) СИ предъявляет к нему ряд требований, среди которых наиболее важными являются:

- обеспечение с высокой точностью одинакового уровня мощности лазерного излучения (коэффициент деления $K_d = 1$) в обоих каналах;
- обеспечение возможно высокого уровня мощности лазерного излучения в обоих каналах при выходной мощности источника излучения $P_{\text{опт}} = (1-1,1)$ Вт.

Эти требования предопределяют выбор делителя излучения. При разработке оптической схемы были проанализированы варианты использования поляризационного делителя, акусто-оптического модулятора и дифракционной решетки. Основными препятствиями к реализации этих вариантов соответственно явились:

- громоздкость, а также отсутствие материалов для двулучепреломляющих кристаллов в ИК области спектра;
- значительная ($\sim 3\%$) погрешность определения коэффициента деления акусто-оптического модулятора;
- необходимость использования в составе РЭ не только встроенных, но и внешних источников лазерного излучения в широком спектральном диапазоне, что приводит к необходимости введения в состав РЭМ большого количества делителей и это, в свою очередь, требует постоянной их смены в зависимости от спектрального диапазона и соответствующей переустановки оптической системы эталона. Кроме того, сами источники лазерного излучения не являются строго монохроматическими, что при использовании дифракционной решетки приводит к разложению излучения в спектр и, соответственно, к значительным потерям мощности.

Оптическая схема в последовательном варианте. В упрощенном варианте эта схема представлена на рис. 17.1. Она состоит из следующих

узлов: источника лазерного излучения 1, делительной пластины 2, формирующей оптике 3, эталонного ОЭИП 4, контрольного средства измерений 5, измерительного преобразователя поверяемого (калибруемого) СИ 6.

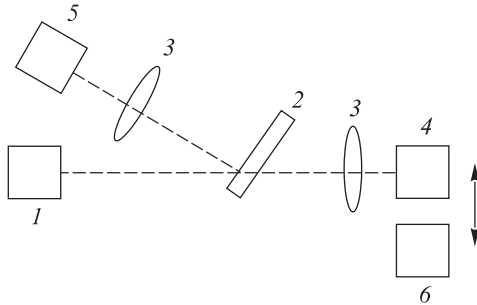


Рис. 17.1. Схема с использованием системы измерения относительного уровня мощности: 1 — источник непрерывного лазерного излучения; 2 — делительная пластина; 3 — линза; 4 — эталонный ОЭИП; 5 — контрольное средство измерений; 6 — измерительный преобразователь поверяемого (калибруемого) СИ)

точные измерительные преобразователи с постоянной времени, не превышающей $\tau = 10$ с, что при длительности измерений, равной 10τ , сокращает процесс передачи размера единицы до 2 мин.

Необходимость обработки значительного массива данных и высокие требования к аппаратуре измерения электрических сигналов являются легко решаемыми задачами при нынешнем уровне вычислительной техники и современных АЦП.

17.3.2. Алгоритм работы эталона. Эталон может функционировать в трех режимах: передачи ему размера единицы от ВЭ; передачи размера единицы от него поверяемому (калибруемому) СИ; измерения выходной мощности источников лазерного излучения.

В первом режиме эталонный ОЭИП РЭМ (рис. 17.1) получает от ВЭ размер единицы мощности в виде коэффициента эквивалентности K_{ε} , воздействия на него оптической мощности $P_{\text{опт}}$ и эквивалентной электрической мощности P_{ε} , вводимой в его обмотку замещения и вызывающей выходной сигнал ОЭИП, близкий по значению сигналу под действием $P_{\text{опт}}$.

Значение коэффициента эквивалентности вычисляется по формуле

$$K_{\varepsilon} = \frac{P_{\varepsilon}}{P_{\text{опт}}}. \quad (17.1)$$

Долговременная стабильность K_{ε} контролируется путем измерения стабильности коэффициента преобразования эталонным ОЭИП электрической мощности $K_{\text{пр } \varepsilon}$; заданный уровень стабильности свидетельствует о неизменности тепловых потерь преобразователя.

Как указывалось ранее, выбранная схема построения РЭМ предполагает измерение значения оптической мощности с помощью эталонного ОЭИП и последующую установку на его место преобразователя поверяемого (калибруемого) СИ 6 (рис. 17.1) (второй режим).

Такая схема предполагает измерение значения оптической мощности с помощью измерительного преобразователя 4 и последующей установки на его место преобразователя поверяемого (калибруемого) СИ 6. При этом с помощью преобразователя контрольного средства измерений 5 фиксируется возможное изменение мощности источника лазерного излучения 1 в процессе проведения передачи размера единицы.

Известные недостатки этого варианта, связанные с большой длительностью передачи размера единицы, здесь отсутствуют, поскольку современная технология позволяет создать высоко-

При этом с помощью приемника–«свидетеля» 5 фиксируется возможное изменение мощности источника лазерного излучения в процессе проведения передачи размера единицы. Тогда на первом этапе коэффициент отражения плоскопараллельной пластины определяется из выражения

$$K_{\text{пл}} = \frac{P_{\text{опт св1}}}{P_{\text{опт1}}} = \frac{V_{k1}}{K_{\text{пр св}} P_{\text{опт1}}}, \quad (17.2)$$

где V_{k1} — показания приемника–«свидетеля» при работе с эталонным ОЭИП; $K_{\text{пр св}}$ — коэффициент преобразования приемника–«свидетеля»; $P_{\text{опт1}}$ — оптическая мощность, измеряемая с помощью эталонного ОЭИП и рассчитываемая по данным, полученным в процессе передачи размера единицы из соотношения

$$P_{\text{опт1}} = \frac{1}{K_{\text{э}}} \left\{ P_{\text{эл}} + \frac{1}{K_{\text{пр ОЭИП эл}}} [K_{\text{э}} V_{\text{опт}} - V_{\text{эл}} (1 + \gamma(t_{\text{опт}} - t_{\text{эл}}))] \right\}, \quad (17.3)$$

где $K_{\text{э}}$ — коэффициент эквивалентности ОЭИП, определенный в процессе передачи размера единицы от ВЭ; $P_{\text{эл}} = I_{\text{эл}} U_{\text{эл}}$ — электрическая мощность замещения; $I_{\text{эл}}$ — ток, протекающий в обмотке замещения в процессе проведения электрической калибровки; $U_{\text{эл}}$ — напряжение на обмотке замещения; $K_{\text{пр ОЭИП эл}}$ — коэффициент преобразования измерительного преобразователя эталона–«переносчика» при воздействии на него электрической мощности замещения; $V_{\text{опт}}$ — выходной сигнал эталонного ОЭИП при воздействии на него оптической мощности; $V_{\text{эл}}$ — выходной сигнал эталонного ОЭИП при воздействии на него электрической мощности замещения;

$$\gamma = \frac{V_{\text{эл}}(t_1 + \Delta t) - V_{\text{эл}t_1}}{V_{\text{эл}t_1} \Delta t}$$

— скорость дрейфа эталонного ОЭИП; t_1 — момент времени начала отсчета выходного сигнала эталонного ОЭИП; $t_1 + \Delta t$ — момент времени окончания отсчета выходного сигнала эталонного ОЭИП; $t_{\text{опт}}$ — время начала подачи оптической мощности; $t_{\text{эл}}$ — время начала подачи электрической мощности замещения.

Значение $V_{\text{опт}}$ определяется из соотношения

$$V_{\text{опт} m} = \left[\sum_5^{N-5} V_i + \left(\sum_{N-5}^N V_i - \sum_1^5 V_i \right) \left(\frac{\tau_m}{\tau_0 n_{\text{сдв}}} + 0,5 \right) \right] \frac{1}{N}, \quad (17.4)$$

где τ_m — постоянная времени m -го измерительного преобразователя соответствующего СИ; m — либо эталонный ОЭИП, либо приемник–«свидетель», либо поверяемое (калибруемое) СИ; τ_0 — время между двумя соседними отсчетами; $n_{\text{сдв}}$ — количество отсчетов, определяющих временной сдвиг от начала воздействия мощности до получения отклика в виде выходного сигнала; N — количество отсчетов. Отсчеты снимаются в течение промежутка времени, равного $2\tau_m$ более инерционного приемника (эталонного ОЭИП или преобразователя поверяемого (калибруемого) СИ).

Значение $V_{\text{эл}}$ определяется соотношением

$$V_{\text{эл}} = \frac{1}{N} \sum_1^N V_{\text{эл}i}. \quad (17.5)$$

На втором этапе определяется значение коэффициента отражения плоско-параллельной пластины с помощью поверяемого (калибруемого) СИ:

$$K_{\text{ПЛ}} = \frac{P_{\text{опт св2}}}{P_{\text{опт2}}} = \frac{V_{K2}}{K_{\text{пр св}} P_{\text{опт2}}}. \quad (17.6)$$

Приравнивая (17.2) и (17.6), получаем значение мощности непрерывного лазерного излучения $P_{\text{опт2}}$ на входе поверяемого (калибруемого) СИ:

$$P_{\text{опт2}} = P_{\text{опт1}} \frac{V_{K2}}{V_{K1}}. \quad (17.7)$$

В зависимости от режима работы эталона (поверка (калибровка) СИ или измерение выходной мощности источника излучения) пользуются выражением (17.7) или (17.3), соответственно.

Сопоставляя выходной сигнал поверяемого (калибруемого) СИ или источника лазерного излучения с мощностью соответственно на его входе или выходе, определяют степень расхождения полученных и нормируемых метрологических характеристик поверяемого (калибруемого) объекта.

17.3.3. Анализ точности эталона. Анализ погрешностей эталона и его основных компонентов позволяет оценить тот объем расчетов и экспериментальных исследований, который приходится выполнить при оценке важнейшей метрологической характеристики этого высокоточного СИ — его точности. Точность характеризуется суммарной погрешностью эталона [87], включающей случайные погрешности ВЭ и РЭМ и погрешность передачи размера единицы мощности от ВЭ к РЭМ. С другой стороны, суммарная погрешность РЭМ должна включать и погрешность всех измерений, выполняемых в процессе воспроизведения этим эталоном размера единицы мощности.

Таким образом, суммарная погрешность РЭМ, выраженная в виде среднего квадратического отклонения (СКО) $S_{\Sigma \text{РЭМ}}$ результата измерений средней мощности при сличении с вышестоящим звеном, т. е. с ВЭ, определяется следующим выражением:

$$S_{\Sigma \text{РЭМ}} = \sqrt{S_{\Sigma \text{М}}^2 + S_{\varepsilon \Sigma \text{М}}^2 + S_{\text{ОМ}}^2 + S_{\text{ИПРЭМ}}^2 + \frac{1}{3} \Theta_{\text{ОВЭ}}^2 + S_{\text{ОЭРЭМ}}^2}, \quad (17.8)$$

где $S_{\Sigma \text{М}}$ — суммарная погрешность ВЭ, выраженная в виде СКО результата измерения мощности при сличении с ГПЭ; $S_{\varepsilon \Sigma \text{М}}$ — выраженная в виде СКО погрешность передачи размера единицы мощности от ВЭ к РЭМ; $S_{\text{ОМ}}$ — СКО погрешности измерения отношения электрических сигналов при определении коэффициента эквивалентности РЭМ на ВЭ; $S_{\text{ИПРЭМ}}$ — СКО погрешности измерительного преобразователя РЭМ; $\Theta_{\text{ОВЭ}}$ — неисключенная систематическая погрешность (НСП) измерения электрической мощности замещения на ВЭ; $S_{\text{ОЭРЭМ}}$ — СКО погрешности измерения электрических сигналов при передаче размера единицы мощности поверяемым (калибруемым) СИ.

Как видно из формулы (17.8), две первых составляющих суммарной погрешности присущи ВЭ и при нашем рассмотрении следует считать их известными, взятыми из паспортов ГПЭ и ВЭ: $S_{\Sigma \text{М}} = 0,15\%$; $S_{\varepsilon \Sigma \text{М}} = 0,15\%$. Займемся погрешностью измерительного преобразователя РЭМ $S_{\text{ИПРЭМ}}$.

Погрешность измерительного преобразователя РЭМ. Используемый в составе РЭМ ОЭИП работает в режиме замещения оптической мощности эквивалентной электрической мощностью. Основной характеристикой ОЭИП в этом режиме является коэффициент эквивалентности K_{ε} замещения, а основной метрологической характеристикой ОЭИП — погрешность определения коэффициента эквивалентности K_{ε} .

Погрешность определения K_{ε} разделяется на две группы составляющих: первая группа обусловлена источниками появления погрешностей $S_{\Sigma\text{М}}$; $S_{\varepsilon\Sigma\text{М}}$; $S_{\text{ОМ}}$ и $\Theta_{\text{ОВЭ}}$, вторая группа — собственными погрешностями ОЭИП и отражает зависимость K_{ε} от параметров измеряемого лазерного излучения и внешних факторов. Использование принципа замещения позволяет свести к минимуму число этих параметров и влияющих факторов.

Собственная погрешность эталонного ОЭИП. СКО $S_{\text{ИПРЭМ}}$ погрешности ОЭИП оценивается следующим соотношением:

$$S_{\text{ИПРЭМ}} = \sqrt{\frac{\Theta_{xy}^2 + \Theta_g^2 + \Theta_p^2 + \Theta_{\lambda}^2 + \Theta_T^2}{3}}, \quad (17.9)$$

где Θ_{xy} — составляющая погрешности, обусловленная зонной зависимостью чувствительности; Θ_g — составляющая погрешности, обусловленная дрейфом выходного сигнала при постоянном значении подводимой мощности; Θ_p — составляющая погрешности, обусловленная зависимостью коэффициента преобразования от уровня измеряемой мощности в пределах диапазона измерений; Θ_{λ} — составляющая погрешности, обусловленная работой измерительного преобразователя в широком спектральном диапазоне; Θ_T — составляющая погрешности, обусловленная зависимостью коэффициента преобразования от температуры окружающей среды.

Составляющие погрешности Θ_{xy} , Θ_g , Θ_p , Θ_{λ} и Θ_T оцениваются экспериментально.

Погрешность измерения выходных электрических сигналов измерительного преобразователя и электрической мощности замещения. Для расчета погрешности измерения электрических сигналов необходимо представить (17.3) в виде явной зависимости от непосредственно измеряемых величин. Необходимо учесть, что все выходные электрические сигналы измеряются в виде разности собственно выходного электрического сигнала и «нулевого» исходного значения сигнала (V_0). Тогда выражение (17.3) запишется в виде

$$P_{\text{опт}} = \frac{I_{\text{эл}} U_{\text{эл}}}{K_{\varepsilon}} \left[1 - \frac{K_{\varepsilon} (V_{\text{опт}} - V_{0\text{опт}})}{(V_{\text{эл}} - V_{0\text{эл}})} (1 + \gamma(t_{\text{опт}} - t_{\text{эл}})) \right]. \quad (17.10)$$

Искомая погрешность $S_{\text{ОЭРЭМ}}$ измерения электрических сигналов определяется погрешностью измерений всех входящих в (17.10) величин, кроме K_{ε} , γ , $t_{\text{опт}}$, $t_{\text{эл}}$.

Для расчета погрешности $S_{\text{ОЭРЭМ}}$ необходимо учесть следующее: входящее отношение $(V_{\text{опт}} - V_{0\text{опт}})/(V_{\text{эл}} - V_{0\text{эл}})$ близко к единице, поскольку при проведении поверки (калибровки) электрическая мощность замещения отличается от измеряемой оптической мощности в пределах 5 %. Таким образом, при измерении близкого к единице отношения допустимо учитывать только случайную составляющую погрешности измерения электрических сигналов.

При измерениях тока и напряжения при определении электрической мощности, подаваемой в обмотку замещения, необходимо учитывать, что их значения достаточно велики. Например, значение напряжения находится в диапазоне (0,01–1) В. В этом диапазоне погрешность АЦП AD-7714 весьма мала и составляет 0,0004 %. Погрешность измерения электрической мощности $I_{\text{эл}} U_{\text{эл}}$ будем характеризовать относительными погрешностями $\Theta_{I_{\text{эл}}}$ и $\Theta_{U_{\text{эл}}}$, взятыми из паспорта АЦП AD-7714-5.

Для расчета относительного СКО $S_{\text{ОЭРЭМ}}$, предварительно оценим СКО σ_1 отношения $(V_{\text{опт}} - V_{0 \text{ опт}})/(V_{\text{эл}} - V_{0 \text{ эл}})$. Очевидно, что

$$\sigma_1 = \sqrt{\sigma_{\text{отн}(V_{\text{опт}} - V_{0 \text{ опт}})}^2 + \sigma_{\text{отн}(V_{\text{эл}} - V_{0 \text{ эл}})}^2}, \quad (17.11)$$

где $\sigma_{\text{отн}(V_{\text{опт}} - V_{0 \text{ опт}})}$ — относительное СКО измерения разности сигналов $(V_{\text{опт}} - V_{0 \text{ опт}})$; $\sigma_{\text{отн}(V_{\text{эл}} - V_{0 \text{ эл}})}$ — относительное СКО измерения разности сигналов $(V_{\text{эл}} - V_{0 \text{ эл}})$.

В свою очередь, относительное СКО $\sigma_{\text{отн}(V_i - V_{0i})}$ измерения разности сигналов V_i и V_{0i} следующим образом зависит от абсолютного СКО погрешностей $\sigma_{\text{абс}V_i}$ и $\sigma_{\text{абс}V_{0i}}$:

$$\sigma_{\text{отн}(V_i - V_{0i})} = \frac{\sqrt{\sigma_{\text{абс}V_i}^2 + \sigma_{\text{абс}V_{0i}}^2}}{V_i - V_{0i}}. \quad (17.12)$$

Поскольку $V_i \gg V_{0i}$ (уровень выходного сигнала значительно выше уровня «нулевого» сигнала), можно в (17.12) пренебречь V_{0i} ; одновременно необходимо учесть, что при работе на одном уровне мощности все входящие в (17.12) сигналы измеряются на одном пределе АЦП AD-7714-5 и, следовательно, все входящие в эту формулу СКО погрешности определяются абсолютной случайной составляющей $\sigma_{\text{ацп}}$ основной погрешности, то есть

$$\sigma_{\text{абс}V_i}^2 = \sigma_{\text{абс}V_{0i}}^2 = \sigma_{\text{ацп}}^2. \quad (17.13)$$

Тогда выражение (17.12) можно записать в виде

$$\sigma_{\text{отн}(V_i - V_{0i})} = \frac{\sqrt{2} \sigma_{\text{ацп}}}{V_{0i}}. \quad (17.14)$$

Подставляя (17.14) в (17.12), получаем

$$\sigma_1 = \sqrt{\frac{2\sigma_{\text{ацп}}^2}{V_{\text{опт}}^2} + \frac{2\sigma_{\text{ацп}}^2}{V_{\text{эл}}^2}}. \quad (17.15)$$

Для СКО измерения тока и напряжения аналогично можно записать:

$$\sigma_2 = \frac{\sqrt{2} \sigma_{\text{ацп} i}}{I}, \quad (17.16)$$

$$\sigma_3 = \frac{\sqrt{2} \sigma_{\text{ацп} u}}{U}. \quad (17.17)$$

Поскольку ток I и напряжение U представлены в выражении (17.10) не в виде произведения близких по своему значению величин, то при расчете по-

грешностей их измерений необходимо учитывать также НСП АЦП AD-7714-5. Используя (17.15), (17.16), (17.17), получаем

$$S_{\text{ОЭРЭМ}} = \sqrt{\frac{\sqrt{2\sigma_{\text{ацп } i}^2}}{V_{\text{опт}}^2} + \frac{\sqrt{2\sigma_{\text{ацп } i}^2}}{V_{\text{эл}}^2} + \frac{\sqrt{2\sigma_{\text{ацп } i}^2}}{I} + \frac{\sqrt{2\sigma_{\text{ацп } u}^2}}{U} + \frac{1}{3}\Theta_I^2 + \frac{1}{3}\Theta_U^2}. \quad (17.18)$$

Для расчета $S_{\text{ОЭРЭМ}}$ по (17.18) необходимо дать количественную оценку СКО $\sigma_{\text{ацп}}$, случайной составляющей основной погрешности используемого АЦП AD-7714-5.

Этот 24-разрядный АЦП имеет следующие метрологические характеристики.

Нелинейность, %	0,0015
Выходной шум, мкВ	0,14
Коэффициент усиления	128
Первая частота режекции и частота выдачи данных, Гц	2
Дрейф полной шкалы, мкВ/°С	0,3
Дрейф усиления, рртFSP/°С	0,5
Погрешность нижнего конца шкалы в биполярном режиме, %	0,0015
Погрешность верхнего конца шкалы, мкВ	0,14
Значение младшего значащего разряда на шкале 1 В _{нВ}	59,6
Значение младшего значащего разряда на шкале 10 В _{нВ}	596

Как видно из приведенной таблицы, значение младшего значащего разряда составляет 59,6 нВ, что при чувствительности измерительного преобразователя $\sim 0,25$ В/Вт и минимальной измеряемой мощности 50 мкВт составляет $(59,6/12\,500 \times 100\%) \sim 0,5\%$ на самом младшем пределе измерений. Если для оценки сверху СКО σ_0 инструментальной составляющей основной погрешности принять, что основная погрешность целиком обусловлена случайной составляющей, то полуширину закона распределения этой погрешности $\pm 2\sigma_0$ можно приравнять $\delta_{\text{доп}}$, т. е. $2\delta_q = 2\delta_{\text{доп}}$ и $\sigma_0 = \delta_{\text{доп}}$.

Поскольку СКО погрешности дискретности δ_q равно $\delta_{\text{доп}}/2\sqrt{3}$, то

$$\sigma_{\text{ацп}} = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_q^2} = \sqrt{\delta_{\text{доп}}^2 + \left(\frac{\delta_{\text{доп}}^2}{2\sqrt{3}}\right)}. \quad (17.19)$$

Из (17.19) и описания АЦП AD-7714-5 следует, что при измерении минимального значения мощности лазерного излучения 50 мкВт

$$\sigma_{\text{ацп}} = 0,52\%.$$

Из (17.18) с учетом (17.19) можно рассчитать СКО погрешности $S_{\text{ОЭРЭМ}}$ для любых значений оптических и электрических сигналов.

Тогда для минимального значения оптической и электрической мощности и соответствующего значения выходного электрического сигнала, равного 12,5 мкВ, значение $S_{\text{ОЭРЭМ}}$ будет равно

$$S_{\text{ОЭРЭМ}} = 0,97\%.$$

Из (17.18) следует, что $S_{\text{ОЭРЭМ}}$ зависит от значения измеряемой мощности и, следовательно, выходных электрических сигналов. В табл. 17.1 приведены

результаты расчета СКО $S_{\text{ОЭРЭМ}}$ для ряда значений выходного электрического сигнала, соответствующего определенному уровню подаваемой мощности внутри динамического диапазона ($5 \cdot 10^{-5}$ –1) Вт.

Таблица 17.1. Зависимость СКО $S_{\text{ОЭРЭМ}}$ от уровня измеряемого электрического сигнала

$S_{\text{ОЭРЭМ}}$	0,020	0,031	0,044	0,125	0,493	0,97
V , В	0,25	0,025	0,0025	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$12,5 \cdot 10^{-6}$
$P_{\text{опт}}$, Вт	1	0,1	0,01	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-5}$

Погрешность передачи размера единицы мощности лазерного излучения. При передаче размера единицы мощности лазерного излучения погрешность передачи обуславливается нестабильностью мощности лазерного излучения и неточностью определения значения коэффициента деления плоскопараллельной пластины (делителя лазерного излучения за время передачи размера единицы).

Погрешность, обусловленная нестабильностью мощности лазерного излучения. Изменение во времени выходной мощности носит сложный характер: наряду с дрейфом среднего уровня мощности, могут происходить ее флуктуации относительно среднего уровня, причем изменение мощности на несколько десятых процента может происходить за небольшой интервал времени по сравнению со временами протекания переходных процессов в эталонных измерительных преобразователях и ОЭИП поверяемых (калибруемых) СИ. Иногда изменения мощности на несколько десятых или единиц процентов могут носить скачкообразный характер.

При анализе влияния нестабильности были проведены оценки погрешности определения коэффициента преобразования поверяемого (калибруемого) СИ для следующих случаев проявления нестабильности:

- скачкообразного изменения мощности от значения $P_{\text{опт}}$ до значения $P_{\text{опт}} + \varepsilon P_{\text{опт}}$;
- стационарных флуктуаций мощности относительного среднего уровня $P_{\text{опт}}$, происходящих с СКО $\delta_{\text{опт}}$ и характеризующихся монотонно убывающей с ростом частоты спектральной плотностью $P_{\text{опт}}(\omega)$;
- линейного дрейфа мощности с относительной скоростью

$$\frac{dP_{\text{опт}}(t)}{P_{\text{опт}}(t) dt} = \frac{d\varepsilon}{dt},$$

где $P_{\text{опт}}(t)$ — функция, описывающая временную зависимость мощности выходного лазерного излучения.

Проведем оценку составляющей погрешности передачи размера единицы мощности, обусловленную нестабильностью лазера, для случая однократных отсчетов показаний обоих измерительных преобразователей, одновременно зарегистрированных в момент времени t .

В общем случае погрешность в момент времени t будет равна

$$\delta(t) = \frac{g_2(t) - g_1(t) * P_{\text{опт}}(t)}{g_1(t) * P_{\text{опт}}(t)}, \quad (17.20)$$

где $*$ — обозначает свертку функций; $g_1(t)$, $g_2(t)$ — импульсные переходные характеристики ОЭИП и поверяемого (калибруемого) СИ, соответственно.

Так как все измерения выходных сигналов обоих измерительных преобразователей производятся в установившемся режиме, т. е. при $t > T_{\text{уст}}$, где $T_{\text{уст}}$ — время установления стационарных показаний наиболее инерционного измерительного преобразователя, то член, стоящий в знаменателе выражения (17.20), с точностью до соответствующей меры нестабильности (ε или $\sigma_{\text{опт}}$) может быть заменен произвольным значением мощности в течение интервала времени порядка $T_{\text{уст}}$, т. е. ее средним значением.

Погрешность, обусловленная нестабильностью мощности лазерного излучения, определяется членом, стоящим в числителе выражения (17.20), и при определенном виде $P_{\text{опт}}(t)$ будет зависеть от степени отличия функций, описывающих импульсные характеристики измерительных преобразователей эталона и поверяемого (калибруемого) СИ.

Импульсные характеристики измерительных преобразователей определяются их постоянными времени и дальнейшее рассмотрение $\delta(t)$ проводится в зависимости от отношения постоянных времени, при этом, так как абсолютное значение $\delta(t)$ не зависит от того, какой из двух участвующих в процессе измерения измерительных преобразователей более инерционен, в дальнейшем постоянную времени более инерционного измерительного преобразователя будем обозначать τ_0 , а отношение постоянной времени менее инерционного преобразователя к τ_0 — через β .

1) При скачкообразном изменении мощности, происшедшем в момент времени $t_{\text{опт}}$ ($t_{\text{опт}} \leq t$), значение погрешности в момент t с точностью до членов ε^2 будет иметь вид

$$\delta(t) = \varepsilon (e^{-(t-t_{\text{опт}})/\tau_0} - e^{-(t-t_{\text{опт}})/\beta\tau_0}). \quad (17.21)$$

Анализ выражения (17.21) показывает, что значение $\delta(t)$ для погрешности δ связано с $\sigma_{\text{опт}}$ и $S_{\text{опт}}(\omega)$ следующим соотношением, вытекающим из (17.20) на основе известных соотношений о преобразовании спектральной плотности в результате свертки:

$$S_{0\tau} = \sigma_{\text{опт}} \sqrt{\frac{\int_0^\infty S_{\text{опт}}(\omega) |g_1(j\omega) - g_2(j\omega)|^2 d\omega}{\int_0^\infty S_{\text{опт}}(\omega) d\omega}}, \quad (17.22)$$

где $g_i(j\omega)$ — частотная характеристика i -го измерительного преобразователя; $S_{\text{опт}}(\omega)$ — функция, описывающая спектральную плотность флуктуации лазера и пропорциональная ей.

Импульсные переходные функции рассматриваемого типа преобразователей описываются одной экспонентой и имеют вид

$$g_i(j\omega) = \frac{1}{1 + j\omega\tau_i}. \quad (17.23)$$

Подстановка (17.23) в выражение (17.22) приводит к следующей зависимости $S_{0\tau}$ от $\sigma_{\text{опт}}$:

$$S_{0\tau} = \sigma_{\text{опт}} \sqrt{\frac{\int_0^{\infty} S_{\text{опт}}(\omega) F(\omega) d\omega}{\int_0^{\infty} S_{\text{опт}}(\omega) d\omega}}, \quad (17.24)$$

где

$$F(\omega) = (1 - \beta)^2 \frac{(\omega\tau_0)^2}{[1 + (\omega\tau_0)^2][1 + \beta^2(\omega\tau_0)^2]}.$$

В качестве модели $S_{\text{опт}}(\omega)$ при анализе $S_{0\tau}$ была выбрана спектральная плотность $S_{\text{опт}}(\omega) = \text{const} / (\omega_{\text{гр}}^2 + \omega^2)$, наиболее широко применяемая для описания флуктуаций, где параметр $\omega_{\text{гр}}$ определяет границу области частот, в которой происходят флуктуации, а также характеризует интервал времени, в течение которого изменения мощности происходят еще коррелированно.

Исследование этой модели после интегрирования выражения (17.24) приводит к следующей зависимости:

$$S_{0\tau} = \sigma_{\text{опт}} \frac{1 - \beta}{\sqrt{1 + \beta}} \sqrt{\frac{\omega_{\text{гр}}\tau_0}{(1 + \omega_{\text{гр}}\tau_0)(1 + \beta\omega_{\text{гр}}\tau_0)}}. \quad (17.25)$$

Анализ выражения (17.25) показывает, что при заданных значениях $\sigma_{\text{опт}}$ и β значение δ_0 достигает максимума при флуктуациях с граничной частотой $1/\sqrt{\beta\tau_0}$, при этом

$$\frac{S_{0\tau}}{\sigma_{\text{опт max}}} = \frac{1 - \beta}{(\sqrt{\beta} + 1)\sqrt{1 + \beta}}. \quad (17.26)$$

Использование в качестве $S_{\text{опт}}(\omega)$ других функций, например типа ступеньки $S_{\text{опт}}(\omega) = \text{const}$ при $\omega = \omega_{\text{гр}}$ и равной нулю при $\omega > \omega_{\text{гр}}$, приводит к близким по значению результатам, что дает основание использовать соотношение (17.26) в качестве оценки максимальной погрешности при заданном уровне флуктуаций мощности излучения.

Подставляя в выражение (17.26) значения $\beta^{-1} = 5,83\text{--}8,33$, получим для оценки соотношение

$$S_{0\tau} = (0,50\text{--}0,61)\sigma_{\text{опт}}. \quad (17.27)$$

Из соотношения (17.27) при $\delta_{\text{опт}} = \varepsilon/2$ и допустимом $S_{0\tau} \leq 0,5\%$ следует, что максимально допустимые значения стационарных флуктуаций относительно среднего уровня $P_{\text{опт}}$ равны: $\varepsilon = 0,4\%$ при $\beta^{-1} = 8,33$ и $\varepsilon = 1\%$ при $\beta^{-1} = 0,5$.

2) Для второго случая, когда значения $\beta^{-1} = 6 \cdot 10^2\text{--}6 \cdot 10^5$, выражение (17.27) можно записать в виде

$$S_{0\tau} \cong \sigma_{\text{опт}}, \quad (17.28)$$

и ε не должно превышать $0,25\%$ при любом значении β^{-1} в этом промежутке.

3) При дрейфе мощности, т. е. при ее изменении с медленно изменяющейся в течение интервала времени порядка $T_{\text{уст}}$ относительной скоростью $d\varepsilon_p/dt$,

из (17.20) нетрудно получить на основе разложения $P_{\text{опт}}(t)$ в ряд Тейлора, что погрешность при однократных отсчетах в случае дрейфа мощности будет равна

$$\delta(t) = (1 - \beta)\tau_0 \frac{d\varepsilon_p}{dt}. \quad (17.29)$$

Из (17.29) видно, что погрешность, обусловленная дрейфом мощности, пропорциональна относительному изменению мощности за интервал времени, равный разности постоянных времени $|\tau_0 - \tau|$. Это справедливо для любых изменений мощности, происходящих с постоянной скоростью в пределах интервала времени $\sim (2-3)\tau_0$, в том числе и при низкочастотных по отношению к $\omega_0 = 1/\tau_0$ флуктуациях мощности.

Экспериментальные данные по исследованию $P_{\text{опт}}(t)$ показали, что дрейф мощности вносит примерно на порядок меньший вклад в погрешность передачи размера единицы мощности по сравнению с ее скачками и флуктуациями.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что при передаче размера единицы при снятии однократных отсчетов показаний с эталонного ОЭИП и измерительного преобразователя поверяемого (калибруемого) СИ составляющая погрешности из-за нестабильности выходной мощности лазера не превышает 0,5 %.

Погрешность, обусловленная неточностью измерения коэффициента деления на плоскопараллельной пластине. Основным требованием к оптическим элементам системы измерения относительного уровня мощности является обеспечение постоянства отношения мощности излучения, падающей на входы эталонного ОЭИП или поверяемого (калибруемого) СИ и измерительного преобразователя, используемого в качестве приемника-«свидетеля». Процесс передачи размера единицы мощности лазерного излучения условно разбивается на два этапа. На первом этапе производится определение мощности лазерного излучения с помощью эталонного ОЭИП при значении показания «свидетеля» V_{K1} . На втором этапе производится определение мощности лазерного излучения с помощью контрольного СИ (рис. 17.1) при значении показания «свидетеля» V_{K2} .

Значение оптической мощности на входе контрольного СИ рассчитывается по выражению (17.7). Как видно из формулы (17.7), в нее входит отношение $V_{K1} P_{\text{опт}2}/P_{\text{опт}1} V_{K2}$ и, следовательно, погрешность определения этого отношения определяется суммированием квадратов СКО (σ_1, σ_2) результата измерения каждого отношения $B_1 = V_{K1}/P_{\text{опт}1}$ и $B_2 = V_{K2}/P_{\text{опт}2}$, т.е. погрешность, обусловленная неточностью измерения коэффициента деления на плоскопараллельной пластине, определится из следующих выражений:

$$\sigma_1 = \frac{1}{\bar{K}_{\text{np}1}} \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{n=1}^N (B_1 - B_{1i})^2} \cdot 100 \%,$$

$$\sigma_2 = \frac{1}{\bar{K}_{\text{np}2}} \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{n=1}^N (B_2 - B_{2i})^2} \cdot 100 \%,$$

$$\overline{K}_{\text{пр}1} = \frac{1}{N} \sum_1^{N_1} K_{\text{пр}i1}, \quad \overline{K}_{\text{пр}2} = \frac{1}{N} \sum_1^{N_2} K_{\text{пр}i2}.$$

Тогда

$$S_{n.n.} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}, \quad (17.30)$$

где $K_{\text{пр}i1} = V_{ki1}/P_{\text{опт}1}$ — среднее значение отношений при использовании эталонного ОЭИП; $K_{\text{пр}i2} = V_{ki2}/P_{\text{опт}2}$ — среднее значение отношений при использовании контрольного СИ; $n = 1, 2 \dots, N$ — количество измерений в серии.

Суммарная погрешность передачи размера единицы мощности лазерного излучения. Таким образом, погрешность передачи размера единицы мощности лазерного излучения от РЭМ поверяемому (калибруемому) СИ определяется следующими составляющими:

- $S_{0\tau}$ — погрешность, обусловленная нестабильностью лазерного излучения в процессе передачи размера единицы;
- σ_1 — СКО результата измерения отношения $K_{\text{пр}i1} = V_{ki1}/P_{\text{опт}1}$ при использовании ОЭИП;
- σ_2 — СКО результата измерения отношения $K_{\text{пр}i2} = V_{ki2}/P_{\text{опт}2}$ при использовании контрольного СИ.

Суммируя найденные ранее составляющие погрешности аппаратуры передачи размера единицы мощности, получим для значения погрешности следующее соотношение:

$$S_{\varepsilon\Sigma M} = \sqrt{S_{0\tau}^2 + \sigma_1^2 + \sigma_2^2}. \quad (17.31)$$

Таким образом, используя вышеизложенное, можно привести конкретные значения суммарной погрешности $S_{\Sigma\text{РЭМ}}$ самого РЭМ и суммарной погрешности передачи размера единицы мощности $S_{\varepsilon\Sigma\text{РЭМ}}$ от него поверяемому (калибруемому) СИ. В табл. 17.2 приведены численные значения составляющих погрешности, учитываемых при определении $S_{\Sigma\text{РЭМ}}$.

Т а б л и ц а 17.2. Численные значения составляющих погрешности

Составляющая погрешности	Обозначение	Оценка составляющих погрешности, %
1. Суммарная погрешность ВЭ, выраженная в виде СКО результата измерения мощности при сличении с ГПЭ	$S_{\Sigma M}$	0,15
2. Выраженная в виде СКО погрешность передачи размера единицы мощности от ВЭ к РЭМ	$S_{\varepsilon\Sigma M}$	0,15
3. СКО погрешности измерения отношения электрических сигналов при определении коэффициента эквивалентности РЭМ на ВЭ	S_{OM}	0,06

4. СКО погрешности измерения электрических сигналов при передаче размера единицы мощности поверяемым (калибруемым) СИ	$S_{\text{ОЭРЭМ}}$	— при проведении передачи размера единицы на уровне $5 \cdot 10^{-5}$ Вт: 0,97 % — при проведении передачи размера единицы на уровне ~ 1 Вт: 0,125 %
5. НСП. измерения электрической мощности замещения на ВЭ	$\Theta_{\text{ОВЭ}}$	0,01
6. Составляющая погрешности, обусловленная зонной зависимостью чувствительности ОЭИП	Θ_{xy}	1,16
7. Составляющая погрешности, обусловленная дрейфом выходного сигнала при постоянном значении подводимой мощности	Θ_g	0,25
8. Составляющая погрешности, обусловленная зависимостью коэффициента преобразования от уровня измеряемой мощности в пределах диапазона измерений	Θ_p	0,2
9. Составляющая погрешности, обусловленная работой измерительного преобразователя в широком спектральном диапазоне	Θ_λ	0,1
10. Составляющая погрешности, обусловленная зависимостью коэффициента преобразования от температуры окружающей среды	Θ_T	0,15
11. СКО погрешности измерительного преобразователя рабочего эталона.	$S_{\text{ИПРЭМ}}$	0,70

Т а б л и ц а 17.3. Численные значения составляющих погрешности

Составляющая погрешности	Обозначение	Оценка составляющих погрешности, %
1. Составляющая погрешности, обусловленная нестабильностью выходной мощности лазерного излучения: — при постоянной времени $\tau = (1 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^{-5})$ с — при постоянной времени $\tau = (35 - 50)$ с	$S_{0\tau}$	0,50 0,25
2. СКО результата измерения отношения $K_{\text{пр}1} = V_{ki1}/P_{\text{опт}1}$ при использовании эталонного ОЭИП: — в динамическом диапазоне $(10^{-3} - 1)$ Вт; — в динамическом диапазоне $(5 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-3})$ Вт	σ_1	0,20 0,40
3. СКО результата измерения отношения $K_{\text{пр}2} = V_{ki2}/P_{\text{опт}2}$ при использовании поверяемого (калибруемого) СИ: — в динамическом диапазоне $(10^{-3} - 1)$ Вт; — в динамическом диапазоне $(5 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-3})$ Вт	σ_2	0,35 0,54

Значения $S_{\Sigma\text{РЭМ}}$ с учетом приведенных численных значений составляющих погрешности равны:

0,75 % — при воспроизведении размера единицы P в динамическом диапазоне $(10^{-3} - 1)$ Вт;

Таблица 17.4. Погрешность передачи размера единицы мощности от РЭМ поверяемым (калибруемым) СИ, %

Диапазон воспроизведения размера единицы, Вт	Постоянная времени поверяемого (калибруемого) СИ, с	
	10^{-2} – 10^{-5}	35–50
1	2	3
10^{-3} –1	0,65	0,48
$5 \cdot 10^{-5}$ – 10^{-3}	0,85	0,75

1,25 % — при воспроизведении размера единицы P в динамическом диапазоне ($5 \cdot 10^{-5}$ – 10^{-3}) Вт.

Погрешность передачи размера единицы P зависит как от значений рассмотренных ранее ее составляющих, приведенных в табл. 17.3, так и от постоянной времени поверяемого (калибруемого СИ). В табл. 17.4 приведены значения $S_{\varepsilon \Sigma \text{РЭМ}}$.

17.4. Рабочий эталон единицы энергии короткоимпульсного лазерного излучения

17.4.1. Выбор структурной схемы эталона. Рабочий эталон единицы энергии (РЭЭ) состоит, как и РЭМ, из трех основных частей: 1) аппаратуры измерения энергии лазерного излучения, предназначенной для получения размера единицы от ВЭ и передачи его далее по поверочной схеме; в ее состав входит эталонный ОЭИП калориметрического типа, конструктивно объединенный с платой обработки результатов измерений и снабженный обмоткой замещения для подачи в нее электрической энергии; 2) аппаратуры передачи размера единицы энергии калибруемым или поверяемым СИ; в ее состав входят: твердотельные импульсные лазерные устройства ЛТИ-247 и ЛТИ-139, генерирующие излучения с длинами волн соответственно 1,064 и 1,54 мкм, а также преобразователь (удвоитель) частоты излучения ПЧ-1, предназначенный для получения второй гармоники излучения ЛТИ-247 (длина волны 0,532 мкм); оптическая система, включающая в себя разводящую и фокусирующую оптику; ОЭИП, используемый в качестве преобразователя в контрольном СИ относительного уровня энергии лазерного излучения и именуемый в дальнейшем приемником-«свидетелем»; ослабители энергии лазерного излучения; 3) системы управления РЭЭ и численной обработки результатов измерений.

Как и в случае РЭМ, построению структурной схемы РЭЭ предшествовал анализ возможных вариантов оптических схем, обеспечивающих выполнение метрологических требований к эталону. Здесь также возможны параллельный и последовательный варианты передачи размера единицы энергии от ВЭ к РЭ.

В первом из них используется калиброванный делитель энергии оптического излучения, а во втором — система измерения относительного уровня энергии.

Оптическая схема в параллельном варианте. В качестве калиброванного делителя также можно использовать дифракционную решетку, но оптические схемы будут отличаться друг от друга в зависимости от уровня энергии.

В случае работы РЭЭ в режиме воспроизведения размера единицы энергии средних уровней оптическая схема выглядит так, как представлена на рис. 17.2 а.

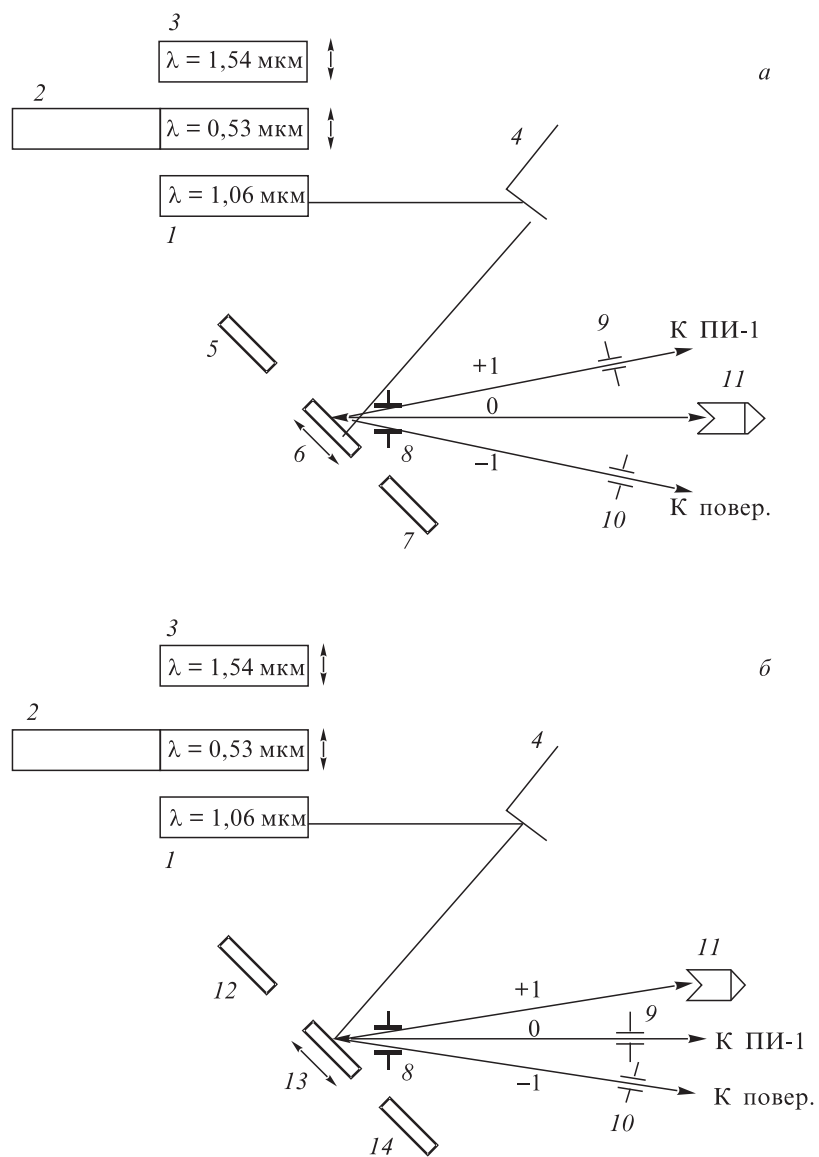


Рис. 17.2. Оптическая схема РЭЭ с использованием дифракционных делителей: 1 — импульсный лазер ЛТИ-247; 2 — импульсный лазер ЛТИ-247 и ПЧ-1; 3 — импульсный лазер ЛТИ-139; 4 — зеркало; 5, 6, 7 — сменные дифракционные делители для средних уровней; 8, 9, 10 — диафрагмы; 11 — кювета; 12, 13, 14 — сменные дифракционные делители для малых уровней

Излучение от импульсных лазерных устройств 1, 2, 3 через зеркало 4 под некоторым углом попадает на рабочую поверхность одного из сменных дифракционных делителей 5, 6, 7, каждый из которых формирует два канала: канал плюс или минус первого порядка и канал нулевого порядка. На некотором удалении от дифракционных решеток в канале плюс первого порядка установлен эталонный преобразователь энергии излучения ПИ-1, а в минус первом порядке устанавливаются поверяемые (калибруемые) СИ. Диафрагма 8 ограничивает пропускание высших порядков дифракции, а диафрагмы 9 и 10 пропускают только плюс и минус первые порядки дифракции, соответственно. Кювета 11 обеспечивает поглощение энергии излучения нулевого порядка дифракции. В процессе поверки (калибровки) энергия излучения лазерных устройств 1, 2, 3 в канале плюс первого порядка измеряется ПИ-1 и одновременно в канале минус первого порядка поверяемым (калибруемым) СИ.

В случае работы РЭЭ в режиме воспроизведения размера единицы энергии малых уровней (рис. 17.2 б) используются дифракционные делители 12, 13 и 14, а преобразователь ПИ-1 устанавливается в нулевой порядок дифракции.

Сложность реализации приведенной схемы в данном случае обусловлена рядом причин, основные из которых следующие:

- недостаточная лучевая стойкость рабочей поверхности дифракционного делителя к воздействию импульсного лазерного излучения при уровнях плотности импульсной мощности порядка 10^8 Вт·см⁻², в связи с чем трудно гарантировать приемлемую стабильность коэффициента деления дифракционной решетки;

- необходимость использования в составе РЭЭ шести дифракционных делителей для работы на длинах волн 0,53; 1,063 и 1,54 мкм (три делителя для средних уровней и три делителя для малых уровней);

- необходимость изготовления шести дифракционных делителей для указанных длин волн с одинаковыми углами дифракции с гарантией достаточно точного воспроизведения их расположения (и то, и другое является сложной технической задачей), либо разделения оптических трактов, что существенно усложняет компоновку, увеличивает габариты РЭЭ, а также, с учетом сложности разделения тракта при работе на длинах волн 1,064 и 0,53 мкм, делает последний вариант трудно реализуемым;

- нестабильность углов дифракции, зависящая от длины волны и обусловленная многомодовостью излучения используемых лазерных устройств и углом диаграммы направленности от импульса к импульсу, имеющая порядок $\pm 2^\circ$, что вносит существенную неопределенность в процессе передачи размера единицы энергии;

- получение приемлемых углов дифракции связано со сложностью изготовления дифракционных решеток с малым количеством штрихов ($N \approx 5$) на миллиметр, имеющих прямоугольный профиль; способ ионного травления, позволяющий получить достаточно точный профиль штриха и поверхность, обладающую равномерным коэффициентом отражения, в настоящее время в оптическом производстве не освоен.

Оптическая схема в последовательном варианте. Оптическая схема РЭЭ в этом варианте с использованием светоделительной пластины и контрольного СИ приведена на рис. 17.3.

Излучение от сменных лазерных устройств 1, 2 или 3 подается на светоделительную пластину, которая делит поступившую на нее энергию на два

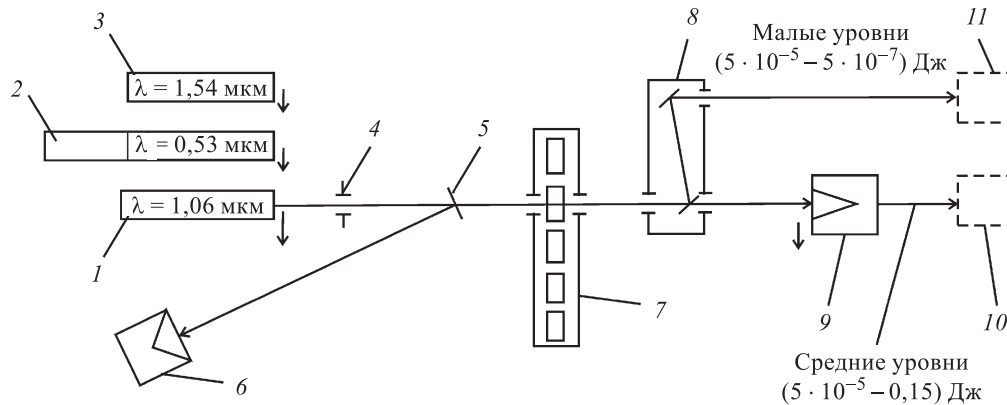


Рис. 17.3. Оптическая схема РЭЭ с использованием светоделительной пластины и контрольного средства измерений: 1 — импульсный лазер ЛТИ-247; 2 — импульсный лазер ЛТИ-247 и ПЧ-1 (сборка); 3 — импульсный лазер ЛТИ-139; 4 — диафрагма; 5 — светоделительная пластина; 6 — контрольный преобразователь энергии излучения ПИ-2; 7 — ослабитель канала средних уровней энергии; 8 — френелевский ослабитель для канала малых уровней энергии; 9 — эталонный преобразователь энергии излучения ПИ-1; 10, 11 — места для поверяемых (калибруемых) СИ энергии для средних и малых уровней, соответственно

канала. В основном канале с помощью диафрагмы 4 и длиннофокусных линз, установленных в лазерных устройствах, излучение попадает во входное окно эталонного ОЭИП энергии излучения 9, а в ответвленном канале — во входное окно приемника-«свидетеля» контрольного СИ.

В процессе поверки (калибровки) СИ энергия импульса излучения лазерного устройства 1, 2, 3 в основном канале измеряется с помощью эталонного ОЭИП, после чего на его место устанавливается поверяемое (калибруемое) СИ 11. Возможные изменения энергии излучения от импульса к импульсу лазерных устройств 1, 2, 3 в процессе поверки (калибровки) контролируются по показаниям контрольного СИ. По результатам измерений энергии излучения в ответвленном канале определяется соответствующая поправка для исключения погрешности, обусловленной изменением энергии лазерного излучения.

Высокие значения плотности импульсной мощности применяемых в РЭЭ лазерных устройств в данном случае будут сказываться только на изменении оптических свойств светоделительной пластины, а так как перед каждым измерительным циклом определяется отношение показаний в каналах эталонного и контрольного ОЭИП, то возникающая составляющая погрешности полностью исключается и не оказывает влияния на погрешность передачи и процесс поверки (калибровки) в целом.

Алгоритм поверки (калибровки) СИ построен с учетом определения кратковременной стабильности коэффициента передачи (определяется до и после каждой серии измерений), который учитывает возможные изменения свойств делительной пластины и может быть определен с высокой точностью ($S_n \leq 0,5\%$). Также могут быть предприняты меры технического характера в ответвленном канале для снижения составляющих погрешности передачи размера единицы энергии, обусловленных неравномерной чувствительностью контрольного преобразователя и изменением плоскости поляризации излу-

ния импульсных лазеров. Все это дает основание для построения оптической схемы РЭЭ с использованием светоделительной пластины и контрольного СИ. Функциональная схема РЭЭ приведена на рис. 17.4.

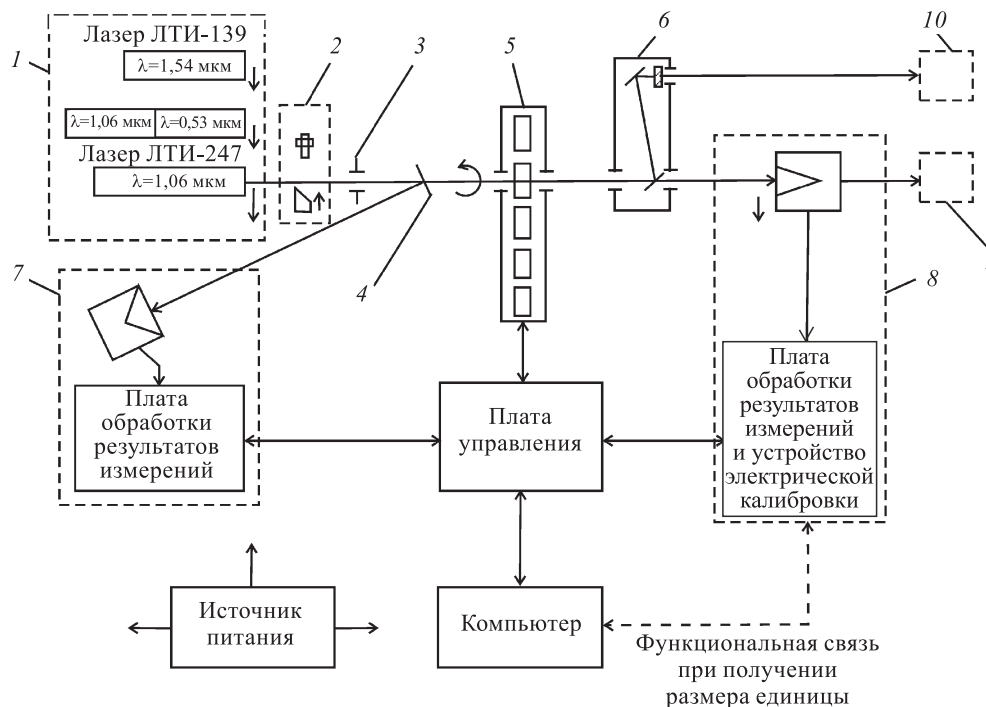


Рис. 17.4. Функциональная схема РЭЭ: 1 — источник излучения; 2 — устройство для юстировки поверяемых (калибруемых) СИ; 3 — диафрагма; 4 — светоделительная пластина; 5 — ослабитель канала средних уровней энергии; 6 — френелевский ослабитель малых уровней энергии; 7 — контрольный преобразователь энергии излучения ПИ-2; 8 — эталонный преобразователь энергии излучения ПИ-1; 9, 10 — поверяемые (калибруемые) СИ средних и малых уровней, соответственно

17.4.2. Алгоритм работы эталона. При передаче размера единицы от РЭЭ к СИ энергии импульсного лазерного излучения реализуется принцип последовательного измерения энергии импульсного лазерного излучения эталонным ОЭИП ПИ-1, входящим в состав РЭЭ, и преобразователем излучения поверяемого (калибруемого) СИ энергии, в результате чего определяется его коэффициент преобразования или калибровочное число.

Преобразователь ПИ-1 получает размер единицы энергии от ВЭ в виде коэффициента K_z эквивалентности воздействия энергии импульсного лазерного излучения Q_0 на длине волны $0,5 \text{ мкм}$ и эквивалентной энергии замещения электрического импульса Q_z , подводимой к обмотке электрического нагревателя ПИ-1 и вызывающей сигнал на выходе ПИ-1, равный его сигналу под действием Q_0 , чем обеспечивается необходимая точность измерений энергии импульсного лазерного излучения.

Преобразователь ПИ-1 хранит размер единицы энергии в течение межповерочного интервала, который составляет 12 месяцев, с помощью системы калибровки по электрической энергии, входящей в состав РЭЭ.

Размер единицы энергии передается СИ энергии аппаратурой передачи РЭЭ, в которую, как упоминалось ранее, входят импульсные твердотельные лазерные устройства, работающие на длинах волн 0,53, 1,064 и 1,54 мкм.

Для исключения погрешностей, обусловленных возможным изменением энергии лазерного излучения во время передачи размера единицы, в состав аппаратуры передачи входит средство контроля относительного изменения энергии импульсного лазерного излучения — контрольный преобразователь энергии излучения ПИ-2, с помощью которого учитывается возможная ее нестабильность от импульса к импульсу за время передачи.

Энергия импульсного лазерного излучения Q_0 на входе ПИ-1 определяется методом сравнения выходных сигналов ПИ-1 под действием энергии импульса лазерного излучения и энергии электрического импульса (U_{o0} и $U_{э0}$, соответственно), определения эквивалентной электрической энергии $Q_э$, коэффициента преобразования ПИ-1 $A_{э0}$ под воздействием $Q_э$ и определения Q_{01} в момент времени t_1 по формуле

$$Q_{01} = \frac{U_{o0}}{K_э K_{прэ0}}. \quad (17.32)$$

Одновременно с измерением U_{o0} проводятся измерения выходного сигнала $U_{к1}$ преобразователя ПИ-2.

После установки преобразователя поверяемого (калибруемого) СИ в оптический тракт эталона вместо ПИ-1 в момент передачи размера единицы энергии t_2 измеряются показания поверяемого (калибруемого) СИ $Q_п$ и сигнал на выходе преобразователя ПИ-2 $U_{к2}$.

Энергия Q_{02} импульсного лазерного излучения на входе поверяемого (калибруемого) СИ определяется по формуле

$$Q_{02} = Q_{01} \frac{U_{к2}}{U_{к1}}. \quad (17.33)$$

По значениям Q_{02} и $Q_п$ определяются коэффициент преобразования поверяемого (калибруемого) СИ или его калибровочное число.

Коэффициент преобразования эталонного ОЭИП ПИ-1 служит одним из важнейших параметров, влияющих на точность воспроизведения и хранения размера единицы энергии лазерного излучения. Поскольку это излучение является в рассматриваемом примере короткоимпульсным (τ_n — десятки наносекунд) и на приемную площадку ОЭИП воздействует излучение с большой плотностью пиковой мощности, выбору конструкции преобразователя и экспериментальному определению составляющих погрешности коэффициента преобразования и лучевой стойкости чувствительного элемента было уделено особое внимание при разработке эталона. Остановимся на этом более подробно.

17.4.3. Эталонный оптоэлектрический измерительный преобразователь ПИ-1. Одним из главных требований, определяющих выбор конструкции ПИ-1, является стойкость материалов при воздействии высоких плотностей пиковой мощности (до 10^8 Вт/см²), возникающих при измерении

энергии коротких импульсов излучения. Это требование вступает в противоречие с неявно выраженным требованием малого значения составляющей погрешности, обусловленной зависимостью коэффициента преобразования ПИ-1 от длины волны излучения Θ_λ . Эта погрешность не должна превышать 0,5 %. Такую погрешность можно получить в рассматриваемом диапазоне длин волн 0,4–2,0 мкм, выполнив приемный элемент ПИ-1 в виде полости, например, в виде полого конуса с углом при вершине 15° , внутренняя поверхность которого покрыта чернящим покрытием с коэффициентом поглощения не менее 0,75 в рассматриваемом спектральном диапазоне. Однако в настоящее время отсутствуют чернящие покрытия, выдерживающие требуемые плотности мощности. Например, чернящие эмали и оксидные покрытия имеют пределы разрушающей плотности мощности от 30 до 1000 Вт/см².

Чистые металлы, имеющие высокие температуры плавления и кипения, такие, как медь, молибден, вольфрам, тантал, выдерживают без разрушения плотности мощности до $(10^6\text{--}10^8)$ Вт/см². Имеется возможность в качестве приемной нагрузки использовать объемные поглотители, такие, как различные стекла, кристаллы, керамики. Стекла без разрушения их поверхности и объема могут выдержать плотности мощности до 10^9 Вт/см². Однако они работают в узком диапазоне спектра от 0,5 до 2,0 мкм, но и в этом узком диапазоне спектральное поглощение стекла имеет большую селективность, оценить которую с погрешностью менее 2–3 % и метрологически аттестовать стекла при серийном выпуске в настоящее время не представляется возможным.

Поэтому с целью создания эталонного ОЭИП, имеющего высокую неселективность хотя бы в ограниченном диапазоне длин волн от 0,4 до 2,0 мкм, целесообразно использовать нагрузку в виде полости, выполненной из металла с высокой стойкостью к лазерному излучению. Для этого случая был выбран тантал, так как он по лазерной стойкости приближается к вольфраму, но более пластичен, чем вольфрам. Форма полости выбрана конусной с углом при вершине 15° . По предварительным оценкам коэффициент поглощения подобной танталовой полости должен быть не менее 0,995 в диапазоне длин волн от 0,4 до 2,0 мкм.

Другой важной характеристикой, от которой в значительной мере зависит погрешность ПИ-1, является зависимость коэффициента преобразования от места попадания и диаметра пучка лазерного излучения (зонная характеристика). Для получения малого значения погрешности Θ_{xy} , порождаемой зонной характеристикой, необходимо, чтобы все тепло, прежде чем оно смогло дойти до термопар, равномерно перемешалось и распространилось по приемному конусу преобразователя. Это достигается за счет того, что тепловое сопротивление вдоль конуса $R_{||}$ делается во много раз меньшим теплового сопротивления в перпендикулярном направлении $R_{\perp}$ от приемного конуса к термопарам. Конструктивно это условие может быть выполнено несколькими способами: либо путем изготовления конуса достаточно толстостенным, либо применением нескольких конусов с различными теплоизолирующими прослойками. Для уменьшения массы чувствительного элемента, получения требуемой стойкости к излучению и равномерной зонной характеристики в ПИ-1 применены два конуса: один приемный танталовый, другой внешний, выполненный из меди. Внешний конус служит для выравнивания зонной характеристики.

Параметром, от которого в значительной мере зависит погрешность измерения энергии импульса, является время сохранения выходного сигнала на уровне 0,99 от его максимального значения. Увеличение этого временного интервала достигается за счет уменьшения теплового стока через элементы съема сигнала и увеличения теплоемкости приемного элемента. Однако применение этих мер приводит к уменьшению коэффициента преобразования ПИ-1 энергии излучения.

Так как поверхность конуса получается большой, то для более полного съема тепла и получения равномерной зонной характеристики ПИ-1 требуется большое число термопар. Это предъявляет повышенные требования к технологичности их изготовления. Материалами ветвей термопар выбраны медь и константан. Медная ветвь термопары изготавливается гальваническим осаждением меди на константановую проволоку, что позволяет одновременно создавать целую секцию из 100 термопар, соединенных последовательно. На наружном (выравнивающем) конусе устанавливается восемь тонких секций.

На погрешность ПИ-1 оказывает влияние также тепловой сигнал — дрейф его нулевого уровня. Особенно это сказывается на малых уровнях энергии. Погрешность, обусловленная дрейфом нулевого уровня и шумами ПИ-1, определяется качеством изоляции чувствительных элементов от конвекционных потоков окружающего воздуха. Для повышения защищенности ПИ-1 от конвекционных потоков перед основанием приемного элемента устанавливаются защитные диафрагмы, а блок с чувствительными элементами помещается в два наружных экранирующих кожуха. Кроме того, для уменьшения влияния дрейфовых токов термобатарей чувствительных элементов включены встречно по дифференциальной схеме.

С учетом описанных требований обеспечения минимальных возможных погрешностей выбрана представленная на рис. 17.5 конструкция ПИ-1.

Он состоит из двух одинаковых чувствительных элементов: рабочего 1 и компенсационного 2, установленных в массивном блоке 3. Для уменьшения влияния конвекционных потоков перед приемными конусами расположены блоки диафрагм 4, а массивный блок с блоками диафрагм 4 установлен в два металлических кожуха 5 и 6; выводы от схемы осуществляются с помощью проводов.

Устройство чувствительного элемента представлено на рис. 17.6. Приемным элементом ПИ-1 служит полый танталовый конус 1 с углом при вершине 15° и диаметром основания 20 мм. На наружной поверхности приемного конуса 1 расположена обмотка электрического нагревателя 2, выполненная из манганинового провода, которая предназначена для подачи в нее электрической энергии замещения и калибровки ПИ-1. Конус 1 с обмоткой 2 вклеивается во внешний (выравнивающий) конус 3, выполненный из меди. К наружной поверхности выравнивающего конуса через изоляционную прослойку 4 приклеены восемь секций термобатарей. Каждая секция представляет

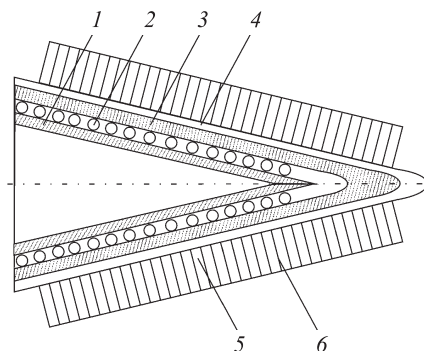


Рис. 17.6. Устройство чувствительного элемента: 1 — внутренний приемный танталовый конус; 2 — обмотка замещения (электрического нагревателя); 3 — выравнивающий конус; 4 — изоляционная прослойка; 5 — слюдяной каркас; 6 — термобатареи

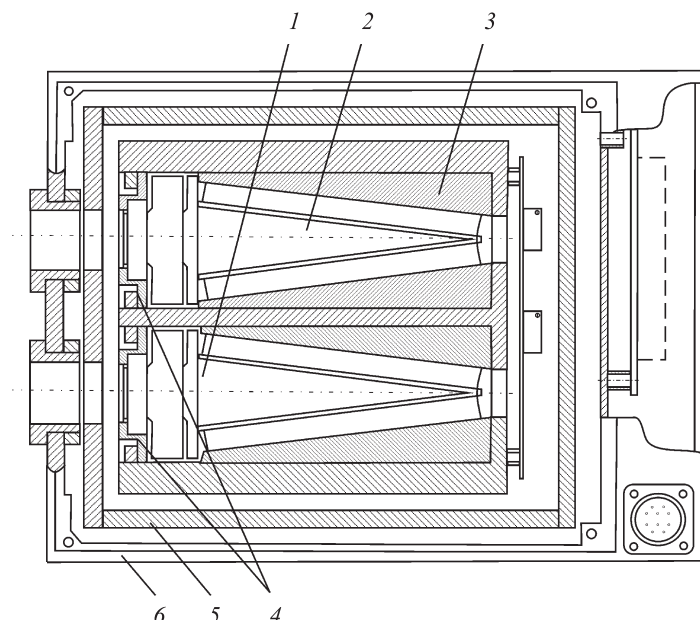


Рис. 17.5. Схема конструкции эталонного преобразователя энергии излучения ПИ-1: 1 — рабочий чувствительный элемент; 2 — компенсационный чувствительный элемент; 3 — массивный блок; 4 — блоки диафрагм; 5, 6 — металлические кожухи

собой слюдяной каркас 5 с намотанными на нем термобатареями 6.

Эталонный ОЭИП работает следующим образом. Измеряемое излучение попадает в приемный элемент 1 и нагревает его. Тепло от приемного конуса через клеювую прослойку и обмотку нагревателя 2 распространяется на наружный (выравнивающий) конус 3 и через изоляционную прослойку 4 — на термобатареи 6, «горячие» концы которых расположены на конусе 3, а «холодные» — на корпусе 4 (рис. 17.5). Термобатареи фиксируют разность температур между выравнивающим конусом 3 и корпусом 4.

Принципиальная электрическая схема ПИ-1 приведена на рис. 17.7. В ПИ-1 использована дифференциальная схема включения термобатарей. Для получения нормированных значений коэффициента преобразования рабочий чувствительный элемент ПИ-1 имеет сопротивление R_1 , подключенное параллельно термобатарее чувствительного элемента. Сопротивление R_2 подключенное параллельно термобатарее компенсационного чувствительного элемента, служит для регулирования напряжения темнового сигнала, значение которого в диапазоне температур от 15 до 35 °С не должно превышать ± 100 мкВ. Выводы цепей ПИ-1 осуществлены с помощью проводов. Шлицы переменных резисторов R_1 , R_2 выведены на боковую стенку ПИ-1.

17.4.4. Анализ точности эталона. Как и ранее для РЭМ, суммарная погрешность характеризуется погрешностями воспроизведения и передачи размера единицы.

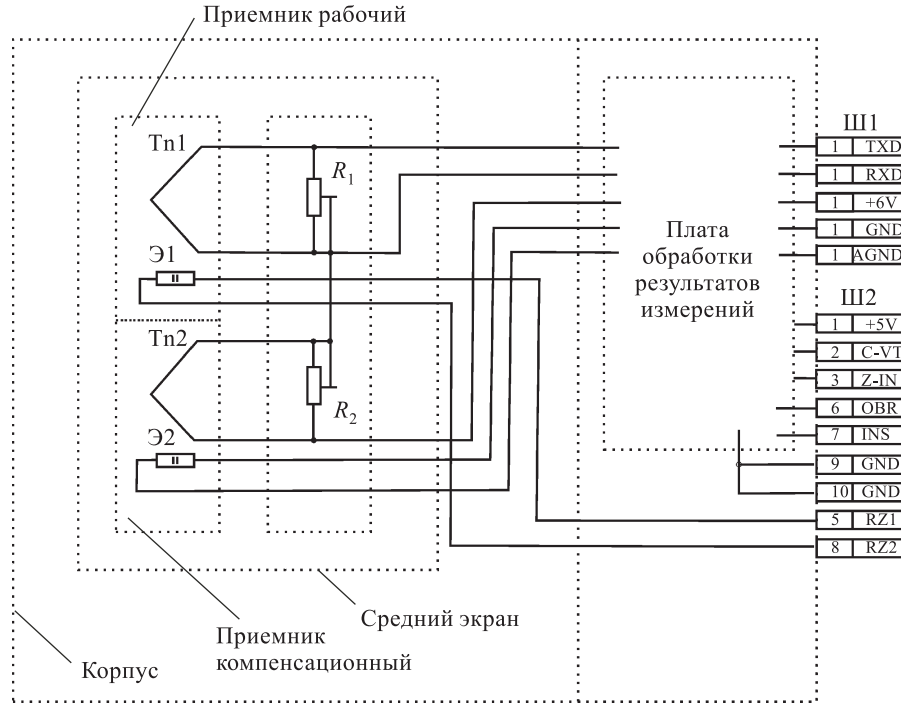


Рис. 17.7. Принципиальная электрическая схема эталонного преобразователя энергии излучения ПИ-1

Поскольку основной вклад в суммарную погрешность самого РЭЭ вносит именно ОЭИП ПИ-1, проанализируем вначале его погрешность $S_{\text{ПИ-1}}$, описываемую следующим выражением:

$$S_{\text{ПИ-1}} = \frac{1}{3} \sqrt{\Theta_Q^2 + \Theta_{xy}^2 + \Theta_\lambda^2 + \Theta_T^2 + \Theta_U^2 + \Theta_\tau^2 + \Theta_s^2}, \quad (17.34)$$

где Θ_Q — НСП, обусловленная уровнем измеряемой энергии; Θ_{xy} — НСП, обусловленная зонной зависимостью коэффициента преобразования; Θ_λ — НСП, обусловленная селективностью приемной полости ПИ-1 на длинах волн 0,53; 1,064 и 1,54 мкм; Θ_T — НСП, обусловленная изменением температуры в нормальных условиях эксплуатации $(20 \pm 2)^\circ\text{C}$; Θ_U — НСП электронного устройства ПИ-1; Θ_τ — НСП, обусловленная различием значений плотности импульсной мощности при разных значениях длительности импульсов; Θ_s — НСП, обусловленная погрешностями электронной измерительной аппаратуры.

Рассмотрим результаты экспериментальных исследований составляющих погрешности $S_{\text{ПИ-1}}$.

Погрешность

$$\Theta_Q = \frac{2(K_{\text{пр}\varepsilon \text{ max}} - K_{\text{пр}\varepsilon \text{ min}})}{K_{\text{пр}\varepsilon \text{ max}} + K_{\text{пр}\varepsilon \text{ min}}} \cdot 100\%, \quad (17.35)$$

где $K_{\text{пр } \varepsilon \text{ max}}$, $K_{\text{пр } \varepsilon \text{ min}}$ — соответственно, максимальное и минимальное значения коэффициента преобразования ПИ-1 по электрической энергии, подаваемой в обмотку замещения, В/Дж.

Составляющая Θ_Q определена при следующих параметрах:

— диапазон изменения энергии электрического импульса $Q_{\varepsilon} = 3; 80; 150$ мДж;

— длительность электрического импульса $\tau_{\text{нэ}} = 1$ с.

Данные по расчету Θ_Q приведены в табл. 17.5.

Таблица 17.5. Расчет составляющей Θ_Q

Точка динамического диапазона	$\Theta_{\varepsilon i}$, мДж	$U_{\varepsilon i}$, мВ	$\Theta_{\varepsilon \text{ ср}}$, мДж	U_{ε} , мВ	$K_{\text{пр } \varepsilon}$, В/Дж	Θ_Q , %
1	3,342 3,342 3,342	0,02199 0,02196 0,02203	3,342	0,02199	6,5812	0,389
2	83,864 83,848 83,855	0,5480 0,5479 0,5479	83,856	0,5479	6,5345	
3	168,836 168,878 168,001	1,1026 1,1028 1,1029	168,872	1,1027	6,5302	

Погрешность

$$\Theta_{xy} = \frac{K_{\text{пр max}} - K_{\text{пр 0}}}{K_{\text{пр 0}}} \cdot 100 \%, \quad (17.36)$$

где $K_{\text{пр max}}$, $K_{\text{пр 0}}$ — значение отношения $U_{\text{к}}/Q_0$; $U_{\text{к}}$ — показание СИ с преобразователем ПИ-2, мВ; Q_0 — значение энергии, измеренное с помощью преобразователя ПИ-1.

Значение Θ_{xy} определялось для трех положений ПИ-1 относительно оси пучка излучения.

Экспериментальные данные приведены в табл. 17.6.

Таблица 17.6. Определение Θ_{xy}

Положение ПИ-1	Θ_0 , мДж	$K_{\text{пр}}$, В/Дж	Θ_{xy} , %
1	157,91	0,2229	0,7
2	154,80	0,2214	
3	157,31	0,2241	

Погрешность Θ_{λ} . Определение значений коэффициента поглощения приемного элемента ПИ-1 на длинах волн 0,5; 1,064 и 1,54 мкм позволило оценить составляющую суммарной погрешности Θ_{λ} , обусловленную селективностью приемного элемента ПИ-1. Оно проводилось в соответствии с указанием «Методики определения коэффициента поглощения приемных элементов конического типа с использованием метода двух сфер».

Значение Θ_{λ} определяется из соотношения

$$\Theta_{\lambda} = \frac{2(\alpha_{\text{max}} - \alpha_{\text{min}})}{\alpha_{\text{max}} + \alpha_{\text{min}}} \cdot 100 \%, \quad (17.37)$$

где α — коэффициент поглощения приемного элемента ПИ-1.

Результаты измерений коэффициентов поглощения приведены в табл. 17.7–17.9.

Таблица 17.7. Результаты измерений коэффициента поглощения на длине волны 0,5 мкм ($\alpha_{0,5}$) преобразователя излучения ПИ-1

№	U_{01} , мВ	U_1 , мВ	U_{02} , мВ	U_2 , мВ	ρ_i	ρ	α_i	α	σ_α , %
1				0,1078	0,0016		0,9984		
2				0,0889	0,0013		0,9987		
3	5	68	0,0070	0,1645	0,0025	0,0021	0,9975	0,9979	0,026
4				0,1582	0,0024		0,9976		
5				0,1708	0,0026		0,9974		

Таблица 17.8. Результаты измерений коэффициента поглощения на длине волны 1,06 мкм ($\alpha_{1,06}$) преобразователя излучения ПИ-1

№	U_{01} , мВ	U_1 , мВ	U_{02} , мВ	U_2 , мВ	ρ_i	ρ	α_i	α	σ_α , %
1				0,3281	0,0035		0,9965		
2				0,3463	0,0037		0,9963		
3	12	103	0,0096	0,2862	0,0026	0,0032	0,9974	0,9968	0,024
4				0,2826	0,0030		0,9970		
5				0,3008	0,0032		0,9968		

Таблица 17.9. Результаты измерений коэффициента поглощения на длине волны 1,55 мкм ($\alpha_{1,55}$) преобразователя излучения ПИ-1

№	U_{01} , мВ	U_1 , мВ	U_{02} , мВ	U_2 , мВ	ρ_i	ρ	α_i	α	σ_α , %
1				0,3121	0,0039		0,9961		
2				0,3511	0,0044		0,9956		
3	9	87	0,0079	0,2965	0,0037	0,0042	0,9963	0,9958	0,02
4				0,3823	0,0048		0,9952		
5				0,3355	0,0042		0,9958		

В результате измерений установлено, что значение коэффициента поглощения приемного элемента преобразователя ПИ-1 на длине волны 0,5 мкм ($\alpha_{0,5}$) равно 0,9979; на длине волны 1,064 мкм ($\alpha_{1,06}$) равно 0,9968; на длине волны 1,54 мкм ($\alpha_{1,54}$) равно 0,9958. Следовательно, значение $\Theta_\lambda \leq 0,1$ %.

Погрешность

$$\Theta_T = \frac{2(K_{\text{пр}T_1} - K_{\text{пр}T_2})}{(R_{\text{пр}T_1} + K_{\text{пр}T_2})(T_2 - T_1)} \cdot 100 \%, \quad (17.38)$$

где $K_{\text{пр}T_1}$, $K_{\text{пр}T_2}$ — значения коэффициента преобразования ПИ-1 электрической энергии, подаваемой в обмотку замещения, при температурах T_1

и T_2 , соответственно, В/Дж. $T_1 = 18^\circ\text{C}$; $T_2 = 22^\circ\text{C}$. Составляющая Θ_T определялась при значениях энергии электрического импульса порядка 80 мДж. Результаты определения Θ_T приведены в табл. 17.10.

Погрешность Θ_U электронного устройства ПИ-1

$$\Theta_U = \sqrt{\Theta_{\text{АЦП}}^2 + \Theta_y^2}, \quad (17.39)$$

где $\Theta_{\text{АЦП}}$ — максимальное значение НСП применяемого аналого-цифрового преобразователя AD7714; $\Theta_{\text{АЦП}} \leq 0,05\%$ (значение взято из каталога на AD7714); $\Theta_y \leq 0,1\%$ (значение взято из каталога на усилитель INA 118).

Таблица 17.10. Результаты определения Θ_T

$T, ^\circ\text{C}$	$Q_\Sigma, \text{мДж}$	$K_{\text{пр}}, \text{В/Дж}$	$\Theta_T, \%$
18	82,42	6,528	0,046
20		6,528	
22		6,516	

Погрешность Θ_T . Оценка Θ_T производилась на ВЭ в такой последовательности:

— определение коэффициента эквивалентности для ПИ-1 на ВЭ при длительности импульса порядка 1 с из соотношения

$$K_\Sigma = K_{\text{прэ}} / K_{\text{про}},$$

где $K_{\text{прэ}}$ — коэффициент преобразования ПИ-1 электрической энергии; $K_{\text{про}}$ — коэффициент преобразования ПИ-1 оптической энергии;

— облучение приемного элемента ПИ-1 на длине волны 1,064 мкм при энергии импульса порядка (150–170) мДж и длительности импульса $(5\text{--}10) \times 10^{-9}$ с. Количество импульсов в серии — 20, время между импульсами составляло 3–5 мин;

— повторное проведение измерений K_Σ после облучения.

Значение Θ_T определялось из соотношения

$$\Theta_T = \frac{2(K_{\Sigma 1} - K_{\Sigma 2})}{K_{\Sigma 1} + K_{\Sigma 2}} \cdot 100\%, \quad (17.40)$$

где $K_{\Sigma 1} = 0,9802$ — коэффициент эквивалентности ПИ-1 до облучения; $K_{\Sigma 2} = 0,9779$ — коэффициент эквивалентности ПИ-1 после облучения.

В результате, $\Theta_T \leq 0,1\%$.

Погрешность Θ_Σ . Энергия, подаваемая в обмотку электрического замещения ПИ-1, определяется из выражения

$$Q = \left(\frac{U}{R_{\text{обр}}} \right)^2 R_3 \tau_{\text{нэ}}, \text{ мДж}, \quad (17.41)$$

где U — падение напряжения на образцовом сопротивлении, мВ; $R_{\text{обр}}$ — значение образцового сопротивления, Ом; R_3 — значение сопротивления обмотки замещения, Ом; $\tau_{\text{нэ}}$ — длительность электрического импульса, формируемого устройством электрической калибровки, с.

Тогда

$$\Theta_s = \sqrt{\Theta_{\text{АЦП}}^2 + 2\Theta_R^2}, \quad (17.42)$$

где $\Theta_{\text{АЦП}} \leq 0,05\%$ — погрешность применяемого АЦП AD7714; $\Theta_R \leq 0,1\%$ — погрешность мультиметра В7-46 при измерении сопротивления (значение взято из паспорта на мультиметр В7-46).

В результате, $\Theta_s \leq 0,1\%$.

Проведенные измерения и расчеты показывают, что суммарная погрешность ПИ-1 $S_{\text{ПИ-1}} \leq 0,35\%$. Тогда значение суммарной погрешности эталона

$$S_{\Sigma \text{РЭЭ}} = \sqrt{S_{\text{ВЭ}}^2 + S_{\text{ПВЭ}}^2 + S_{\text{ПИ-1}}^2}, \quad (17.43)$$

где $S_{\text{ВЭ}}$ — погрешность воспроизведения размера единицы ВЭ, выраженная в виде СКО ($S_{\text{ВЭ}} \leq 0,15\%$); $S_{\text{ПВЭ}}$ — погрешность передачи размера единицы энергии рабочему эталону, выраженная в виде СКО ($S_{\text{ПВЭ}} \leq 0,15\%$).

Тогда с учетом значения $S_{\text{ПИ-1}}$ для суммарной погрешности $S_{\Sigma \text{РЭЭ}}$, получаем значение $\leq 0,75\%$.

Погрешность передачи размера единицы энергии поверяемому (калибруемому) СИ оценивалась по результатам измерения отношения выходного сигнала U_{ki} преобразователя ПИ-2 и выходного сигнала преобразователя ПИ-1, пропорционального энергии Q_{01} .

В качестве источников использовались лазерные устройства ЛТИ-247; ПЧ-1 и ЛТИ-139. Измерения отношения U_{ki}/Q_{01} проводились сериями с усреднением по пяти отсчетам. Интервал между импульсами составлял 5 мин.

В каждой из серий определялось среднее значение U_k/Q_{01} измеряемых сигналов.

Погрешность передачи определялась из соотношения

$$S_n = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}, \quad (17.44)$$

где σ_1, σ_2 — значения СКО показаний ПИ-1 и ПИ-2, определяемые за время передачи размера единицы энергии $t \approx 1$ ч:

$$\sigma_1; \sigma_2 = \frac{1}{\bar{K}_{\text{пр}}} \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_1^n (\bar{K}_{\text{пр}} - K_{\text{при}})^2} \cdot 100\%, \quad (17.45)$$

где n — число наблюдений ($n = 5$) $K_{\text{при}}$ — i -е значение отношения U_{ki}/Q_{01} ; $\bar{K}_{\text{пр}}$ — среднее значение отношения U_{ki}/Q_{01} .

Погрешность передачи S_n определена для длин волн и уровней энергии, приведенных в табл. 17.11.

Экспериментальная оценка погрешности передачи S_n , не превышающей $0,48\%$, позволяет сделать вывод, что ее теоретическая оценка соответствует результатам ее экспериментального определения.

17.5. Методика и пример выполнения эталонных измерений и обработки их результатов с оценкой неопределенности

Таблица 17.11. Определение S_n

№.№ точек спектральн. и динамич. диапазона	λ , мкм	Q , мДж	σ_1 , %	σ_2 , %	S_n , %
1	1,06	153,97	0,341	0,194	0,3923
2	1,06	62,68	0,338	0,283	0,4408
3	1,06	6,82	0,279	0,396	0,4844
4	0,53	41,42	0,164	0,178	0,2420
5	0,53	2,90	0,134	0,145	0,1974
6	1,54	106,2	0,115	0,231	0,4034
7	1,54	54,95	0,186	0,358	0,2580
8	1,54	502	0,064	0,314	0,3205

В двух предыдущих параграфах точность эталонных измерений оценивалась значением суммарной погрешности каждого из двух РЭ. Покажем на примере, как выглядят методика и результаты калибровки разрядного эталона единицы мощности лазерного излучения (именуемого калибруемым измерителем мощности) по более точному эталону с оценкой неопределенности измерения [4 а, 16]. Влияние внешних факторов (окружающей температуры, рассеянного светового излучения и т. д.) не учитывается.

Методика. Лазерный луч является источником излучения при определении поправочного множителя при калибровке измерителя мощности по аналогичному прибору, использованному в качестве эталона. Два первичных измерительных преобразователя этих приборов облучаются поочередно лучом стабилизированного (по длине волны и мощности) лазера. Луч полностью вписывается во входные апертуры, съюстированные в плоскости нормального угла падения пучка. При облучении одного ИП другой экранируется, и при этом измеряются сигнал и сдвиг нулевого уровня соответственно. После того, как ИП меняются местами, снимаются еще два показания. Эта процедура повторяется 10 раз и результаты измерений сводятся в таблицу. Оба измерителя мощности работают в фиксированных диапазонах измерений.

Результаты измерений представлены в табл. 17.12.

Первый столбец табл. 17.12 содержит номера 10 измерений. Значения фототока сигнала и сдвига нуля калибруемого измерителя приведены в столбцах V_1 и V_0 соответственно, а разности $V_1 - V_0$ — в столбце V_{10} . В столбцах V_{R1} и V_{R0} представлены соответствующие значения фототока и сдвига нуля эталонного измерителя. В нижние графы табл. 17.12 сведены средние значения и соответствующие стандартные отклонения от среднего (см. уравнение (1.1)), а в последнюю графу — коэффициенты корреляции согласно уравнению (1.3) для сигнала и сдвига нуля обоих измерителей.

Принцип измерения. Лазер, работающий на фиксированной длине волны, например, $\lambda_0 = 633$ нм, с мощностью выходного излучения $\Phi_e(\lambda_0)$, равной 1 мВт, используется для передачи значения поправочного множителя c_R от эталонного измерителя калибруемому прибору. Поскольку оба ИП не могут облучаться одновременно, любой дрейф или шум лазера или измерительных приборов приводит к увеличению стандартной неопределенности поправочно-

Таблица 17.12. Результаты измерений

№	V_1	V_0	V_{10}	V_{R1}	V_{R0}
	мкА	мкА	мкА	мкА	мкА
1	25,057	0,002	25,055	17,9681	0,0058
2	25,100	0,034	25,066	18,0155	0,0124
3	25,117	0,066	25,051	17,9707	0,0122
4	25,066	0,070	24,996	18,0369	0,0094
5	25,078	0,112	24,966	17,9542	0,0102
6	25,097	0,096	25,001	17,9721	0,0144
7	25,163	0,142	25,021	17,9463	0,0060
8	25,196	0,175	25,021	17,9521	0,0148
9	25,112	0,191	24,921	17,9921	0,0081
10	25,254	0,210	25,044	17,9661	0,0138
Среднее знач.	25,1240	0,1098	25,0142	17,9774	0,0107
Станд. откл.	0,01974	0,02185	0,01422	0,00921	0,00105
Коэффициент корреляции	0,77084			-0,01816	

го множителя. Приведенные в таблице значения выходного сигнала и сдвига нуля эталонного измерителя стабильны и имеют очень малый коэффициент корреляции, что свидетельствует о высокой стабильности источника излучения. Показания калибруемого прибора демонстрируют значительный дрейф сдвига нуля (вероятно, из-за влияния температуры) и сильно коррелируют со значениями выходного сигнала. Влияние корреляции компенсируется, если различия сигнала и сдвига нуля в столбце V_{10} усреднить. Поправочный множитель c калибруемого измерителя рассчитывается исходя из показаний обоих приборов с учетом поправочного множителя c_R эталонного измерителя при условии использования некоррелированных входных величин:

$$\Phi_e(\lambda_0) = cV_{10} = c_R(V_{R1} - V_{R0}). \quad (17.46)$$

Поправочный множитель калибруемого измерителя можно найти с помощью модели для определения измеряемого значения и соответствующей неопределенности. Разрешающие способности обоих измерителей ($\delta = 0,001$ мкА у калибруемого и $\delta_R = 0,0001$ мкА — у эталонного измерителя) крайне незначительны и не влияют на стандартные отклонения измеренных значений.

Модель:

$$c = c_R \frac{V_{R1} - V_{R0}}{V_{10}}. \quad (17.47)$$

Принятые обозначения: c — выходная величина, поправочный множитель для калибруемого измерителя мощности; c_R — поправочный множитель эталонного измерителя мощности, приведенный в сертификате, $c_R =$

$= 12,543$ мкА/Вт. Соответствующая расширенная неопределенность равна 0,0043 при коэффициенте охвата $k = 2$. Эти данные преобразуются в стандартную неопределенность согласно оценке типа В, $u(c_R) = (0,0043 \cdot 12,543/2 = 0,0270)$ мкА/Вт, с известным распределением вероятностей при неограниченном числе степеней свободы;

V_{R1} — среднее значение, полученное путем усреднения $n = 10$ отсчетов в табл. 17.12, $V_{R1} = 17,9774$ мкА; стандартное отклонение $s(V_{R1})$ принято равным стандартной неопределенности $u(V_{R1}) = 0,00921$ мкА, поскольку оно значительно больше разрешения. Отсюда следует, что в данном случае уместна оценка типа А с числом степеней свободы $\nu = 9$; V_{R0} — среднее значение, полученное путем усреднения $n = 10$ отсчетов в табл. 17.12, $V_{R0} = 0,0107$ мкА; стандартное отклонение $s(V_{R0})$ принято равным стандартной неопределенности $u(V_{R0}) = 0,00105$ мкА, поскольку оно значительно больше разрешения. Отсюда следует, что в данном случае применима оценка типа А с числом степеней свободы $\nu = 9$;

V_{10} — среднее значение, полученное путем усреднения $n = 10$ разностей показаний, $V_{10} = 25,0142$ мкА; стандартное отклонение $s(V_{10})$ принято равным стандартной неопределенности $u(V_{10}) = 0,01422$ мкА, а корреляция не учитывается. Эти значения соответствуют оценке типа А с числом степеней свободы $\nu = 9$.

Коэффициенты чувствительности. Суть коэффициентов чувствительности c_i понятна из уравнения (1.12). Они рассчитываются, исходя из модели, соответствующей уравнению (10.5), как частные производные оцениваемой величины. Эти коэффициенты должны быть представлены с надлежащим знаком, что особенно важно при наличии корреляции входных величин:

$$\begin{aligned} c_1 = \frac{\partial c}{\partial c_R} = \frac{V_{R1} - V_{R0}}{V_{10}} = 0,718; \quad c_2 = \frac{\partial c}{\partial V_{R1}} = \frac{c_R}{V_{10}} = 0,501 \text{ Вт}^{-1}; \\ c_3 = \frac{\partial c}{\partial V_{R0}} = -\frac{c_R}{V_{10}} = -0,501 \text{ Вт}^{-1}; \quad c_4 = \frac{\partial c}{\partial V_{10}} = -\frac{c}{V_{10}} = -0,360 \text{ Вт}^{-1}. \end{aligned} \quad (17.48)$$

Суммарная неопределенность выходной величины рассчитывается согласно примерам в параграфе 10.4.

Составляющие неопределенности приведены в табл. 17.13.

Модель: $c = c_R \frac{V_{R1} - V_{R0}}{V_{10}}$.

Степени свободы. Состав неопределенностей показывает, что имеются 3 составляющих (оценка типа А), все с 9 степенями свободы. Это позволяет упростить выражение суммы в формуле Уэлча–Саттертвейта в уравнении (1.19):

$$\nu_{\text{эф}} = \nu_{2,3,4} \frac{u^4(y)}{\sum_{i=2}^4 u_i^4(y)} = 9 \cdot \frac{0,0206^4}{0,0046^4 + 0,0005^4 + 0,0051^4} \gg 100. \quad (17.49)$$

Расширенная неопределенность. Благодаря большому числу степеней свободы, коэффициент охвата для вероятности 95,45 % $k = 2$. Поэтому

Таблица 17.13. Составляющие неопределенности

№	Входное воздействие X_i	Обозначение	Значение x_i	Стандартная неопределенность $u(x_i)$	Тип оценки	Число степеней свободы ν_i	Коэффициент чувствительности c_i	Вклад неопределенности $u_i(y)/[\text{мкА/Вт}]$
1	Калибровка	c_R	12,543 мкА/Вт	0,0270 мкА/Вт	В	∞	0,718	0,0194
2	Фототок	V_{R1}	17,9774 мкА	0,00921 мкА	А	9	0,501 Вт ⁻¹	0,0046
3	Сдвиг нуля	V_{R0}	0,0107 мкА	0,00105 мкА	А	9	-0,501 Вт ⁻¹	-0,0005
4	Разность токов	V_{10}	25,0142 мкА	0,01422 мкА	А	9	-0,360 Вт ⁻¹	-0,0051
	Поправочный множитель	c	9,0091 мкА/Вт			> 100		0,0206

расширенная неопределенность определяется из выражения

$$U = ku(c) = 2 \cdot 0,0206 \text{ мкА/Вт} = 0,041 \text{ мкА/Вт}. \quad (17.50)$$

Окончательный результат. Поправочный множитель для калибруемого измерителя мощности, определенный для мощности излучения, приблизительно равной 1 мВт при длине волны 633 нм, составил $(9,009 \pm 0,041)$ мкА/Вт.

Расширенная неопределенность измерения принята равной стандартной неопределенности, умноженной на коэффициент охвата $k = 2$, который соответствует вероятности охвата, приблизительно равной 95 %. Стандартная неопределенность вычисляется согласно «Руководству по выражению неопределенности измерений» [15].

17.6. Методика выполнения измерений серийными рабочими средствами измерений мощности и энергии лазерного излучения

Рассмотрим подробно стандартизованную методику выполнения измерений (МВИ) [86]. Она состоит из четырех разделов: выбора и соединения в функциональную схему СИ и вспомогательных устройств; измерения; обработки сигналов и оценки результатов измерений; оформления протокола измерений.

Особо следует отметить настойчивую рекомендацию такого авторитетного органа, как ИСО, оценивать результаты даже технических измерений не погрешностью, а неопределенностью, что и продемонстрировано в настоящем параграфе.

17.6.1. Функциональная схема, измерительная аппаратура и вспомогательные устройства. При подготовке к выполнению измерений, прежде всего, следует убедиться в коаксиальности лазерного пучка и оптической оси измерительной установки. Далее необходимо выбрать оптическую систему с таким диаметром поперечного сечения, который был бы согласован с внешним диаметром поперечного сечения пучка и при этом

потери мощности за счет дифракции и частичного непопадания излучения на приемную площадку ОЭИП не увеличивали бы основную погрешность результата более чем на 10 % от нормируемого значения. Юстировка оптического тракта в случае некоторой первоначальной некоаксиальности осей осуществляется с помощью юстировочного лазера и направляющих зеркал. Затем при необходимости в оптический тракт вводятся ослабители и формирователи пучка. При этом их геометрические центры должны совпадать с оптической осью. С особенной тщательностью нужно исключать возможность появления систематических погрешностей, потенциальными источниками которых служат отраженные пучки, внешние засветки, тепловое излучение и конвективные воздушные потоки.

По окончании описанной предварительной подготовки следует убедиться в том, что измеряемый поток лазерного излучения достигает приемной поверхности ОЭИП. С этой целью перед каждым оптическим компонентом в оптический тракт поочередно вводятся диафрагмы с отверстиями разных диаметров. Размеры отверстий следует сокращать до тех пор, пока уменьшение выходного сигнала не составит 5 %. Отверстие последней диафрагмы должно иметь диаметр по крайней мере на 20 % меньший размера апертуры оптического компонента.

Далее следует организовать защиту измерительной установки от влияний окружающей среды или, по крайней мере, их ослабление и компенсацию возникающих дополнительных погрешностей. Желательно прежде всего осуществить механическую и акустическую изоляцию установки, экранировать ее от внешних электромагнитных полей, стабилизировать по возможности температуру в лаборатории, выбрать малозумящие усилители. Все эти меры должны гарантировать увеличение нормируемой основной погрешности не более чем на 10 %. В этом можно убедиться, производя измерения по описываемой далее методике, но с перекрытым пучком лазерного излучения, т. е. исключив его попадание в ОЭИП. При этом полученный отсчет не должен превышать 10 % от показаний прибора при воздействии на ОЭИП измеряемого пучка.

Выбираемый для измерений серийный ваттметр или джоульметр должен быть поверен или калиброван. В процессе этих операций, о которых рассказано ранее, минимизируются составляющие основной погрешности РСИ, порождаемые селективностью ОЭИП, нелинейностью его характеристики преобразования (т. е. зависимостью $K_{пр}$ от измеряемой величины), неравномерностью $K_{пр}$ по активной площади приемной поверхности ОЭИП, именуемой зонной характеристикой. О наличии калибровки или поверки РСИ свидетельствует сертификат производителя.

Далее необходимо убедиться в том, что ширина полосы электрических частот ОЭИП соответствует форме импульса лазерного излучения, т. е. быстроедействие РСИ позволяет измерять временные параметры импульсов соответствующей длительности.

Это означает, что верхняя граничная частота f_D РСИ, соответствующая спаду его частотной характеристики на 6 дБ, должна подчиняться неравенству

$$f_D \geq 3 \cdot \frac{1}{\tau_R}, \quad (17.51)$$

где τ_R — время нарастания лазерного импульса [86].

Нижняя граничная частота должна равняться нулю. При этом не следует забывать о лучевой стойкости не только ОЭИП, но и всех введенных в тракт оптических элементов.

В случае, если площадь поперечного сечения пучка превышает активную площадь приемной поверхности ОЭИП, необходимо использовать согласующую оптическую систему, проецирующую изображение сечения пучка на чувствительный элемент оптоэлектрического измерительного преобразователя.

Оптические элементы должны соответствовать диапазону длин волн, а потери на отражение и поглощение следует определить и результаты учесть при выполнении всех измерений. Необходимо также принимать во внимание и оценивать влияние на результаты измерений состояния поляризации лазерного пучка.

При превышении измеряемой величиной верхнего предела измерений РСИ или допустимой лучевой стойкости элементов оптического тракта в него необходимо ввести ослабитель, также используя калибровку для минимизации погрешностей, вносимых спектральной, поляризационной, угловой зависимостями коэффициента деления излучения, а также нелинейностью и ЗХ ослабителя.

17.6.2. Измерения. При отсутствии специальных указаний желательно выполнить измерения требуемой величины 10 раз, в том числе и измерений с оценкой влияний окружающей среды. Перед началом измерений лазер следует прогреть по крайней мере в течение часа (если нет иных рекомендаций в технической документации на лазер) для достижения теплового равновесия. Все измерения должны выполняться в эксплуатационных условиях, оговоренных производителем лазера.

Измерение мощности P непрерывного лазера следует выполнять калиброванным ваттметром, дополненным при необходимости калиброванным ослабителем.

Измерение стабильности P . При определении средневременной нестабильности ΔP_1 период измерений равен 1 мин, причем отсчеты выполняются с интервалами 0,01 с. Постоянная времени СИ должна быть ($\leq 1/300$) с. Регистрируются максимальные и минимальные отсчеты.

Примечание. В стандарте [86] использован термин «стабильность», хотя правильнее вести речь о нестабильности P . Однако в дальнейшем мы не будем отступать от стандартизированной терминологии.

Измерение импульсной энергии Q . Измерение энергии одиночного импульса следует выполнять калиброванным джоульметром, дополненным при необходимости калиброванным ослабителем.

Измерение стабильности Q . В этом случае следует повторить измерение Q только что описанным способом для последовательности, если возможно, из 100 импульсов. Регистрации подлежат максимальные и минимальные отсчеты.

Измерения формы импульса, его длительности τ_n и времени нарастания τ_R производятся так же, как для P и Q , но при обязательном соблюдении условия (17.51). Определение P_{pk} выполняется одновременно с измерением Q . Чтобы убедиться в стабильности длительности импульса, нужно произвести 100 отсчетов и зарегистрировать максимальные и минимальные значения.

Измерения частоты повторения f_p импульсов осуществляются частотомером. Наблюдение формы импульса удобнее всего производить с помощью осциллографа. По измеренному значению f_p можно вычислить период повторения импульсов

$$T = \frac{1}{f_p}. \quad (17.52)$$

Обработка сигналов и оценка результатов измерений. Стандартное отклонение s равно

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (m_i - \bar{m})^2}, \quad (17.53)$$

где n — число отсчетов m_i ;

$$\bar{m} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n m_i \quad \text{— среднее значение.} \quad (17.54)$$

Относительная неопределенность $u_{\text{отн}, k}$ калибровочного коэффициента при доверительном уровне 95 % определяется по относительной неопределенности $(u_{\text{отн}, k})_D$ калибровочного коэффициента ОЭИП, относительной неопределенности $(u_{\text{отн}, k})_A$ калибровочного коэффициента ослабителя и относительной неопределенности $(u_{\text{отн}})_e$ электронной схемы:

$$u_{\text{отн}, k} = \sqrt{(u_{\text{отн}, k})_D^2 + (u_{\text{отн}, k})_A^2 + (u_{\text{отн}})_e^2}. \quad (17.55)$$

Мощность P непрерывных лазеров. Сначала по результатам серии из 10 отсчетов значения P вычисляется $\bar{P}$. Затем определяется относительная неопределенность $u_{\text{отн}}$ результата измерений:

$$u_{\text{отн}} = 2 \sqrt{\frac{s^2}{\bar{P}^2} + \frac{1}{4} (u_{\text{отн}, k})^2}. \quad (17.56)$$

Стабильность P . Для средневременного и долговременного периодов вычисляются средние значения P_1 и P_{60} и стандартные отклонения s_1 и s_{60} , соответственно. Вычисления для первого периода производятся по серии из 6000 отсчетов, взятых в интервале 1 мин, а для второго периода — по 3600 отсчетам, взятым в интервале 1 ч.

Тогда

$$\Delta P_1 = \pm \frac{2s_1}{\bar{P}_1} \quad (17.57)$$

и

$$\Delta P_{60} = \pm \frac{2s_{60}}{\bar{P}_{60}}. \quad (17.58)$$

Импульсная энергия Q . Сначала по результатам серии из 10 отсчетов значения Q вычисляется $\bar{Q}$. Затем определяется относительная неопределен-

ность $u_{\text{отн}}$ результата измерений:

$$u_{\text{отн}} = 2 \sqrt{\frac{s^2}{Q^2} + \frac{1}{4} (u_{\text{отн}, k})^2}. \quad (17.59)$$

Стабильность Q характеризуется флуктуацией

$$\Delta Q = \pm \frac{2s}{Q}. \quad (17.60)$$

Форма импульса, его длительность, время нарастания, пиковая мощность. Регистрация формы импульса $P(t)$, где t — время, позволяет определить следующие параметры:

— длительность импульса τ_n , представляющую собой максимальный интервал времени между двумя точками на временной оси t , в которых мощность достигает значений $0,5 P_{\text{pk}}$;

— 10 %-ную длительность импульса τ_{10} , представляющую собой максимальный интервал времени между двумя точками на временной оси t , в которых мощность достигает значений $0,1 P_{\text{pk}}$.

Если импульс лазерного излучения состоит из мощного импульса короткой длительности и последующего более длительного импульса меньшей мощности (например, излучение ТЕА-лазера), то необходимо характеризовать оба импульса по τ_n и τ_{10} .

Временем нарастания τ_R (фронта импульса) является интервал на временной оси между точками $0,1 P_{\text{pk}}$ и $0,9 P_{\text{pk}}$.

Формой импульса $P(t)$, отображаемой выходным сигналом ОЭИП $U(t)$, является временная диаграмма мощности выходного излучения лазера:

$$P(t) = \frac{U(t)Q}{\int_{t_1}^{t_2} U(t) dt}, \quad (17.61)$$

где t_1 и t_2 — пределы интегрирования, за которыми ($t \leq t_1$ и $t \geq t_2$) $U(t) \leq 0,1 U_{\text{max}}$; Q — измеренное значение импульсной энергии.

Пиковая мощность вычисляется по формуле

$$P_{\text{pk}} = \frac{U_{\text{max}}Q}{\int_{t_1}^{t_2} U(t) dt}, \quad (17.62)$$

где U_{max} — пиковое (максимальное) значение $U(t)$.

Стабильность длительности импульсов. По результатам 100 отсчетов при измерениях стабильности длительности импульсов вычисляются относительные флуктуации длительности импульсов $\Delta \tau_n$ (или $\Delta \tau_{10}$) по средним значениям $\bar{\tau}_n$ (или $\bar{\tau}_{10}$) и стандартным отклонениям s_n (или s_{10}):

$$\Delta \tau_n = \pm \frac{2s_n}{\bar{\tau}_n} \quad \text{или} \quad \Delta \tau_{10} = \pm \frac{2s_{10}}{\bar{\tau}_{10}}. \quad (17.63)$$

Частота повторения импульсов. Относительная неопределенность $u_{\text{отн}}$ результата измерений f_p вычисляется по формуле

$$u_{\text{отн}} = 2 \sqrt{\frac{s^2}{f_p^2} + \frac{1}{4} (u_{\text{отн}, k})_T^2}, \quad (17.64)$$

где s и $(u_{\text{отн}, k})_T$ — соответственно, стандартное отклонение и относительная неопределенность калибровочного коэффициента частотомера.

Оформление протокола измерений. Протокол измерений должен содержать, как минимум, следующие данные (разумеется, в зависимости от того, какие интегральные параметры и характеристики подлежали измерению).

Общие сведения, включающие:

- тип лазера с указанием производителя;
- активную среду; длину волны (или диапазон), при которых выполнялись измерения; модовый состав излучения (если известен); уровень мощности;
- методику измерений;
- измеряемые параметры;
- дату проведения измерений;
- наименование организации, проводившей измерения;
- фамилию и инициалы оператора;

Результаты измерений:

- P , $u_{\text{отн}}$, s ;
- ΔP (ΔP_1 и/или ΔP_{60}), максимальное и минимальное значения мощности во время измерений;
- Q , $u_{\text{отн}}$, s ;
- ΔQ , описание методики выбора отдельных нечередующихся импульсов из последовательности, максимальное и минимальное значения энергии во время измерений;
- τ_n , τ_{10} , τ_R , $P(t)$ в виде графика временной зависимости мощности от времени, P_{pk} ;
- $\Delta \tau$ ($\Delta \tau_n$ и/или $\Delta \tau_{10}$), максимальное и минимальное значения длительности импульса во время измерений;
- f_p , $u_{\text{отн}}$, s .

Типовые лазерные ваттметры и джоульметры для выполнения технических измерений описаны в гл. 7.

Глава 18

ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО- ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В последнее десятилетие значительно усилились тенденции разработчиков и изготовителей лазеров и лазерных устройств, направленные на обеспечение по возможности равномерного распределения плотности мощности (энергии) в поперечном сечении пучка лазерного излучения. Наряду со стремлением к получению пучка с сечением в виде однородной плоской вершины («шляпы») наблюдается желание максимально приблизить распределение плотности к гауссову. Ученые, инженеры, технологи обнаружили, что во многих применениях лазерной техники требуется весьма высокая однородность распределения интенсивности в сечении пучка. Особенно актуализировались эти требования по мере совершенствования измерительной аппаратуры, позволявшей определять ранее не доступные для измерения пространственно-энергетические параметры и характеристики лазерного излучения.

Однако проблема улучшения качества лазерного пучка продолжает существовать, особенно для многомодовых лазеров. Поэтому наличие доступной, автоматизированной, несложной в эксплуатации измерительной аппаратуры полезно не только пользователю, но и изготовителю лазера, ибо помогает в настройке и сертификации излучателя.

Современная электроника и вычислительная техника открыли возможности и создали предпосылки для создания многопараметровых, в реальном масштабе времени, с наглядным отображением достаточно точных результатов измерений, устройств на базе серийных камер, микропроцессоров, дисплеев и др. атрибутов оптико-электронного приборостроения.

Подобные измерительные устройства особенно полезны в ситуациях, когда необходим непрерывный или периодический контроль стабильности параметров и характеристик распространения пучка лазерного излучения, поскольку имеется достаточное количество дестабилизирующих факторов: тепловой дрейф, старение и нестабильность компонентов активного элемента, вибрация и удары по резонатору, помутнение оптических элементов и оседающая на их поверхностях пыль и грязь, а также царапины, разъюстировка оптического тракта, ухудшение качества, нелинейность и неоднородность активной среды и пр. Поэтому далее остановимся на основных стандартизованных терминах и определениях, алгоритмах измерений, наиболее современных РСИ пространственно-энергетических параметров и характеристик лазерного излучения, а также на метрологических аспектах этого подвиды измерений.

18.1. Основы измерений

18.1.1. Основные термины, определения и соотношения. Основопологающим для этого направления измерений документом служит Международный Стандарт ИСО 11146 [88].

Во введении к стандарту пучки лазерного излучения делятся на три вида: радиально-симметричные, радиально-несимметричные, астигматичные (скрученные или изогнутые). Стандарт [88] не распространяется на пучки третьего вида.

Любой радиально-симметричный пучок лазерного излучения описывается тремя параметрами:

- местоположением перетяжки пучка z_0 ;
- диаметром пучка в перетяжке $d_{\sigma 0}$;
- углом расходимости пучка ϑ_{σ} в дальней зоне.

Примечание. Перетяжкой пучка именуется его сечение с минимальными поперечными размерами.

Зная эти три параметра, можно для углов расходимости менее 0,8 рад записать в первом приближении уравнение распространения пучка вдоль его оси z :

$$d_{\sigma}^2(z) = d_{\sigma 0}^2 + (z - z_0)^2 \vartheta_{\sigma}^2, \quad (18.1)$$

где z_0 — расстояние, на которое удалено от начала оси z местоположение перетяжки; обычно начало оси z расположено в опорной плоскости $x-y$, совпадающей, например, с передней торцевой поверхностью корпуса лазера.

Уравнение (18.1) справедливо при условии, что для определения поперечного размера (ширины) и расходимости пучка используются моменты второго порядка функции распределения плотности мощности (энергии) в его поперечном сечении.

Качество пучка в процессе его распространения отныне предложено характеризовать **показателем (коэффициентом) K распространения пучка или обратной ему величиной M^2** , являющейся мерой близости произведения параметров измеряемого пучка к аналогичному произведению для идеального гауссова пучка.

В результате появилось расхожее выражение «критерий M^2 », причем у гауссова пучка с одной модой ТЕМ₀₀ значение $M^2 = 1$.

Величины K (или M^2), $d_{\sigma 0}$ и ϑ_{σ} связывает выражение

$$K = \frac{1}{M^2} = \frac{4\lambda_0}{\pi} \frac{1}{nd_{\sigma 0}\vartheta_{\sigma}} = \frac{4\lambda}{\pi} \frac{1}{d_{\sigma 0}\vartheta_{\sigma}}, \quad (18.2)$$

где λ_0 — длина волны излучения в вакууме; λ — длина волны излучения в среде с показателем преломления n .

При этом считается, что K достаточно измерять с погрешностью порядка 10 %, хотя при $\vartheta_{\sigma} > 0,8$ рад погрешности могут оказаться существенно большими.

Произведение

$$nd_{\sigma 0}\vartheta_{\sigma} = \frac{4\lambda_0}{K\pi} = \frac{M^2 4\lambda_0}{\pi} \quad (18.3)$$

является инвариантом распространения пучка лазерного излучения в безаберрационной среде в отсутствие ограничивающих его диафрагм.

Для описания радиально-несимметричных пучков необходимы семь параметров:

- местоположения перетяжек пучка z_{0x} и z_{0y} ;
- поперечные размеры (ширины) пучка $d_{\sigma 0x}$ и $d_{\sigma 0y}$;

- углы расходимости пучка в дальней зоне ϑ_{σ_x} и ϑ_{σ_y} ;
- азимутальный угол φ между осью x пучка и осью x^1 лабораторной системы координат.

По аналогии с уравнением (18.3) инвариант распространения радиально-несимметричного пучка записывается в виде двух независимых выражений для каждой из ортогональных осей x и y с использованием либо K_x и K_y , либо M_x^2 и M_y^2 .

В стандарте [88] для определения поперечного размера (ширины) пучка необходимо измерить распределение плотности мощности (энергии) в его поперечном сечении и вычислить моменты второго порядка полученной функции. Поскольку далеко не всегда такое распределение может быть аппроксимировано аналитической функцией, или же затруднено использование прямого измерения распределения плотности, стандартом предусмотрены три альтернативных метода измерений поперечных размеров пучков:

- варьiruемой диафрагмы;
- движущегося острого края (лезвия ножа);
- изменяющейся по ширине щели.

Как следует из вышеизложенного, для дальнейшего рассмотрения необходимо привести ряд стандартизованных терминов и определений [88].

Плотностью энергии $H(x, y)$ считается часть энергии в поперечном сечении пучка, приходящаяся на элементарную площадку δA с координатами x, y и отнесенная к δA .

Плотностью мощности $E(x, y)$ считается часть мощности в поперечном сечении пучка, приходящаяся на элементарную площадку δA с координатами x, y и отнесенная к δA .

Местоположения перетяжек пучка z_0 (радиально-симметричного), z_{0x} , z_{0y} (радиально-несимметричного) — точки на оси z распространения пучка, где его ширина (поперечный размер) минимальна.

Примечание. См. формулу (18.1).

Диаметр пучка d_σ определен для радиально-симметричного пучка, причем

$$d_\sigma(z) = 2\sqrt{2} \sigma_z, \quad (18.4)$$

где момент второго порядка функции распределения плотности мощности $E(x, y, z)$ в сечении пучка с координатой z описывается выражением

$$\sigma^2(z) = \frac{\iint r^2 E(r, z) r dr d\varphi}{\iint E(r, z) r dr d\varphi}, \quad (18.5)$$

где r — расстояние до центра тяжести сечения $(\bar{x}, \bar{y})$, а координаты $\bar{x}$ и $\bar{y}$, являющиеся моментами первого порядка, вычисляются по формулам

$$\bar{x} = \frac{\iint x E(x, y, z) dx dy}{\iint E(x, y, z) dx dy}, \quad (18.6)$$

$$\bar{y} = \frac{\int \int y E(x, y, z) dx dy}{\int \int E(x, y, z) dx dy}. \quad (18.7)$$

Ширины пучков d_{σ_x} и d_{σ_y} определены для радиально-несимметричных пучков, причем

$$d_{\sigma_x}(z) = 4\sigma_x(z), \quad (18.8)$$

$$d_{\sigma_y}(z) = 4\sigma_y(z), \quad (18.9)$$

где моменты второго порядка функции распределения плотности мощности $E(x, y, z)$ в сечении пучка с координатой z описываются следующими выражениями:

$$\sigma_x^2(z) = \frac{\int \int (x - \bar{x})^2 E(x, y, z) dx dy}{\int \int E(x, y, z) dx dy}, \quad (18.10)$$

$$\sigma_y^2(z) = \frac{\int \int (y - \bar{y})^2 E(x, y, z) dx dy}{\int \int E(x, y, z) dx dy}, \quad (18.11)$$

где $(x - \bar{x})$ и $(y - \bar{y})$ — расстояния до центра тяжести $(\bar{x}, \bar{y})$. Координаты $\bar{x}$ и $\bar{y}$, являющиеся моментами первого порядка, вычисляются по формулам (18.6) и (18.7).

Примечание. Все приведенные выше соотношения справедливы при замене $E(x, y, z)$ на $H(x, y, z)$.

Коэффициент превышения дифракционного предела, присущего идеальному гауссову пучку,

$$M^2 = \frac{\pi}{\lambda} \frac{d_{\sigma_0} \vartheta_{\sigma}}{4}. \quad (18.12)$$

Именно этот «критерий M^2 » принято считать характеристикой «ухудшения» качества реального пучка лазерного излучения по сравнению с идеальным, обладающим чисто дифракционной расходимостью, у которого, как упоминалось ранее, $M^2 = 1$.

Поясним это более наглядно [89], обратившись к рис. 18.1 и формуле (18.1).

Отметим, что формула (18.1) справедлива для любого параксиального пучка и не базируется ни на Лагерра–Гаусса, ни на Эрмита–Гаусса аппроксимациях распределения поля излучения. Она сводится к уравнению распространения, вытекающему из теории гауссовых пучков. Реальный пучок, даже если он представляется предельно «гауссоподобным», принципиально не может достичь идеала с $M^2 = 1$, так как выходное отверстие лазера ограничено и неизбежно отсекаются моды высших порядков, излучаемые по периферии сечения пучка. Есть и ряд других факторов, подавляющих излучение более высоких дифракционных порядков и тем самым искажающих теоретически идеальную сферическую форму волнового фронта. (Стремление к достижению $M^2 = 1$ аналогично попытке приблизиться к нулевой температуре по шкале Кельвина). Для гауссова пучка ($M^2 = 1$) справедлив фундаментальный

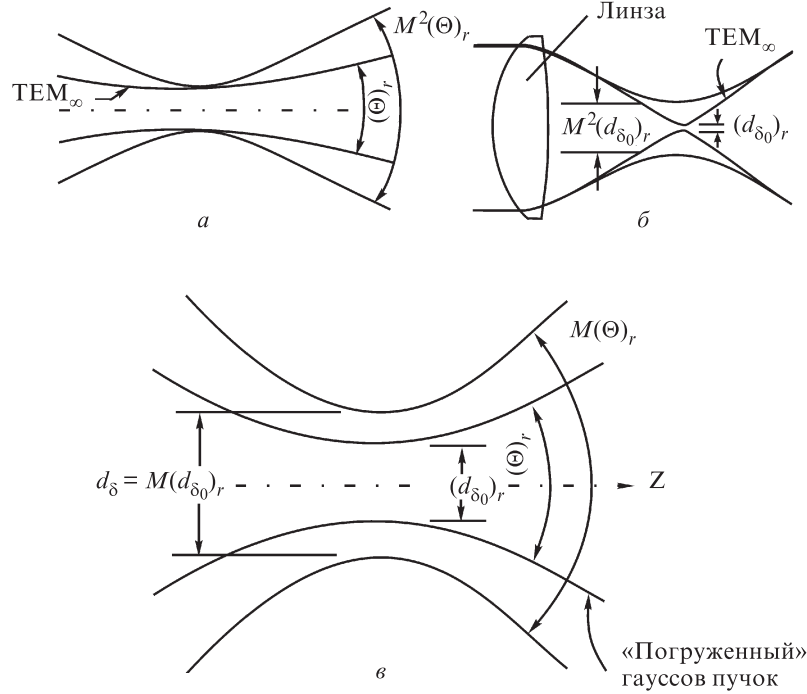


Рис. 18.1. Иллюстрация соотношений между идеальным и реальным пучками

предел:

$$(d_{\sigma_0})_{\Gamma} (\vartheta)_{\Gamma} = \frac{4\lambda}{\pi}, \quad (18.13)$$

где $(d_{\sigma_0})_{\Gamma}$ и $(\vartheta)_{\Gamma}$ — диаметр в перетяжке и угол расходимости гауссова пучка, соответственно; λ — длина волны лазерного излучения.

У реальных пучков произведение диаметра (или ширины) пучка в перетяжке и угла расходимости больше фундаментального предела в M^2 раз, т. е.

$$d_{\sigma_0} \vartheta = \frac{4\lambda}{\pi} M^2. \quad (18.14 a)$$

Различные варианты выражения (18.14 a) отображены на рис. 18.1, что позволяет лучше уяснить смысл критерия M^2 .

Если идеальный (гауссов) и реальный пучки имеют одинаковые диаметры $(d_{\sigma_0})_{\Gamma}$ перетяжки, но разные расходимости (рис. 18.1 a), то у реального пучка угол расходимости в M^2 раз больше, чем у идеального, т. е.

$$d_{\sigma_0} \vartheta = (d_{\sigma_0})_{\Gamma} (M^2(\vartheta)_{\Gamma}). \quad (18.14 б)$$

Если оба пучка имеют одинаковые углы расходимости $(\vartheta)_{\Gamma}$, но разные диаметры перетяжки (рис. 18.1 б), то у реального пучка этот диаметр будет в M^2 раз больше, чем у идеального, т. е.

$$d_{\sigma_0} \vartheta = (M^2(d_{\sigma_0})_{\Gamma}) (\vartheta)_{\Gamma}. \quad (18.14 в)$$

Если у реального пучка оба этих параметра больше, чем у идеального (рис. 18.1 в), то можно считать, что каждый из них в M раз превышает соответствующий параметр идеального пучка, т. е.

$$d_{\sigma_0} \vartheta = (M(d_{\sigma_0})_{\Gamma}) (M(\vartheta)_{\Gamma}). \quad (18.14 \text{ з})$$

Именно рис. 18.1 в наглядно изображает соотношение между реальным пучком с его высшими модами и якобы «погруженным» в него гауссовым (идеальным) пучком. Эти соотношения справедливы для геометрически-устойчивого резонатора лазера.

Полезным для рассмотрения оказывается и так называемое рэлеевское расстояние

$$z_R = \frac{d_{\sigma_0}}{\vartheta}, \quad (18.15)$$

одинаковое для реального и идеального пучков. Это важно, поскольку означает, что методы лучевой матрицы (матрицы $ABCD$) и формализм, использующий комплексный параметр пучка q , применимы при анализе как идеального, так и реального пучков:

$$q = z + i \frac{\pi D \sigma^2}{4M^2 \lambda} = z + i z_R, \quad (18.16)$$

где i — мнимая единица.

При постановке измерительного эксперимента необходимо помнить о системе координат, поскольку между системами координат пучка и лаборатории может существовать различие. Координаты x , y и z определяют взаимно ортогональные оси декартовой системы координат пучка. Оси x и y расположены в плоскости, перпендикулярной пучку, распространяющемуся в направлении оси z . Начало координат этой системы находится в опорной плоскости, сертифицируемой изготовителем лазера (например, в плоскости переднего торца корпуса лазерного устройства). Для пучков с сечением в форме эллипса главные плоскости распространения, обозначаемые как x - z и y - z , содержат соответственно большую и малую оси эллипса.

В принципе главные плоскости распространения излучения не совпадают с плоскостями x' - z , y' - z лабораторной системы координат x' , y' , z , поэтому приходится выбирать одну из двух эквивалентных методик:

— если азимутальный угол φ системы координат пучка относительно системы x' , y' , z известен, то параметры пучка могут быть измерены непосредственно в системе x , y , z , а угол φ при этом зарегистрирован в процессе измерений;

— если направленности главных осей пучка не известны, они могут быть определены путем измерений двух моментов второго порядка σ_{x1}^2 , σ_{y1}^2 и смешанного момента σ_{x1y1}^2 функции распределения плотности мощности или энергии в лабораторной системе координат; это позволит вычислить σ_x^2 , σ_y^2 и угол φ между двумя системами, причем

$$\sigma_{x'y'}^2(z) = \frac{\iint (x' - \bar{x}')(y' - \bar{y}') E(x', y', z) dx' dy'}{\iint E(x', y', z) dx' dy'}. \quad (18.17)$$

18.1.2. Алгоритмы измерений. При измерении пространственно-энергетических характеристик и параметров лазерного излучения приходится решать одну или несколько из четырех типичных измерительных задач, а именно определения:

- 1) ширины и диаметра пучка;
- 2) угла расходимости пучка;
- 3) коэффициента распространения K или коэффициента превышения дифракционного предела $M^2 = \frac{1}{K}$;
- 4) координаты z_0 расположения перетяжки пучка в сочетании с d_{σ_x} , d_{σ_y} , ϑ_σ , K (или M^2).

1. Для определения ширины $d_{\sigma_x}(z)$, $d_{\sigma_y}(z)$ или диаметра $d_\sigma(z)$ пучка следует измерить распределение плотности E или H в сечении пучка x' , y' с координатой z и при этом найти угол φ . После аппроксимации полученного распределения подходящей функцией, следует вычислить моменты первого порядка $\bar{x}$, $\bar{y}$, содержащие информацию о системе координат x , y , z , а затем найти σ_x^2 , σ_y^2 или σ^2 так же, как d_{σ_x} , d_{σ_y} или d_σ . Вычисления следует производить по формулам (18.4)–(18.7), а также (18.8)–(18.11).

2. Для определения ϑ_σ необходимо использовать безабберационный фокусирующий оптический элемент с фокусным расстоянием f . Измерению подлежит диаметр d_{σ_f} пучка в точке оси, расположенной на расстоянии f от задней главной плоскости фокусирующего элемента. Тогда угол расходимости лазерного пучка до его вхождения в оптический элемент рассчитывается по формуле

$$\vartheta_\sigma = \frac{d_{\sigma_f}}{f}. \quad (18.18)$$

Для радиально-несимметричных пучков углы расходимости ϑ_{σ_x} или ϑ_{σ_y} в плоскостях $x-z$ или $y-z$ определяются не по диаметру, а по ширинам пучков.

3. Для определения K_x , K_y или K и, соответственно, M_x^2 , M_y^2 или M^2 необходимо найти ширины перетяжек $d_{\sigma_{ox}}$, $d_{\sigma_{oy}}$ или диаметр перетяжки d_{σ_0} и углы расходимости ϑ_{σ_x} , ϑ_{σ_y} или ϑ_σ .

4. Для определения координаты z расположения перетяжки пучка, а также измерения ширин пучка вдоль осей x и y в том же сечении, необходимо учитывать параметры распространения излучения по трассе пучка (вдоль оси z) и использовать аппроксимирующие формулы, зависящие от степени его радиальной симметрии.

18.1.3. Подготовка к измерениям и выбор элементов измерительной аппаратуры. Измерения всех перечисленных параметров базируются на определении функции распределения плотности мощности (энергии) в поперечном сечении пучка выходного лазерного излучения (т. е. вне резонатора лазера).

Подготовка к измерениям начинается с юстировки измерительной установки, ось которой должна быть коаксиальна измеряемому пучку. Для юстировки обычно пользуются вспомогательными лазерами (чаще всего гелий-неоновыми с длиной волны 0,6328 мкм) и отклоняющими зеркалами. Апертура оптической системы должна вмещать (охватывать) сечение пучка таким образом, чтобы его непопадание (т. е. отсекаемая часть) по мощности (энергии)

не превосходило 1 % от суммарного измеряемого значения. Ослабители и формирующие оптические элементы должны быть смонтированы таким образом, чтобы оптическая ось проходила через их центры. Во избежание появления систематических погрешностей необходимо предельно минимизировать влияние отражений, интерференционных эффектов, внешних засветок, тепловых и конвективных воздушных потоков.

После завершения всех перечисленных приготовлений необходимо убедиться в том, что измеряемый пучок достигает приемной площадки ОЭИП. С этой целью перед каждым элементом оптической трассы измерительной установки в пучок вводятся поочередно диафрагмы разных диаметров. Диафрагма, уменьшающая выходной сигнал на 5 %, должна иметь диаметр меньший, чем 0,8 апертуры оптического элемента.

Для уменьшения возможных дополнительных погрешностей необходимо принять меры по вибро- и акустической защите установки, ее экранированию от электромагнитных излучений, термостабилизации лаборатории, выбору малозумящих усилителей и пр. В случае измерения пространственно-энергетических параметров и характеристик высокоэнергетического лазерного излучения необходимо предусмотреть отсутствие по трассе его распространения газов и паров, которые могут поглощать излучение и приводить к термическим искажениям структуры пучка.

Используемый в измерительной аппаратуре ОЭИП должен обладать высокими разрешающей способностью и отношением сигнал/шум (С/Ш), от которых зависит точность получаемых результатов. Отношение С/Ш играет особую роль при измерениях малых плотностей мощности или энергии (например, в пучках слабоинтенсивного лазерного излучения или же в дифрагировавших частях широкоапертурных пучков). Опыт показывает, что шум в «крыльях» функции распределения $E(x, y, z)$ или $H(x, y, z)$ может заметно доминировать при вычислении моментов второго порядка. Поэтому приходится перекрывать («блокировать») измеряемый пучок, регистрировать распределение плотности мощности (энергии) фонового излучения, а затем вычитать полученные данные из измеренного распределения с «разблокированным» пучком.

Основные требования, предъявляемые к ОЭИП, сводятся к следующему:

- сам ОЭИП и электронная измерительная аппаратура, воспринимающая и преобразующая его выходной сигнал, должны быть линейными; нелинейность, селективность и ЗХ ОЭИП должны быть скорректированы при калибровке аппаратуры;
- ОЭИП должен быть подобран по лучевой стойкости;
- при работе со сканирующим по сечению пучка устройством необходимо обеспечить пространственную и временную стабильность пучка в течение периода сканирования;
- при измерениях пространственно-энергетических параметров и характеристик импульсного лазерного излучения важно согласовать временные параметры импульса с моментом запуска и частотой выборки аппаратуры.

Формирующие, фокусирующие оптические элементы и ослабители не должны искажать распределение интенсивности анализируемого пучка.

Суммарная погрешность, вносимая фокусирующим элементом при измерении расходимости, не должна превышать 1 % от ширины пучка.

18.1.4. Измерения ширины и диаметра пучка. Перед началом измерений лазерное устройство должно быть прогрето в течение по крайней мере одного часа (если сертификат изготовителя не содержит других указаний). Далее следует повторить по крайней мере 5 раз измерения функции распределения мощности (энергии) в каждом сечении пучка с координатой z , где определяется его ширина.

Затем с использованием формул (18.4)–(18.7) и (18.17) выполняются соответствующие вычисления. Сначала для каждого измерения определяются моменты первого порядка, затем $\sigma_{x'}^2$, $\sigma_{y'}^2$ и $\sigma_{x'y'}^2$, после чего вычисляются по следующим формулам азимутальный угол φ и ширины пучков d_{σ_x} и d_{σ_y} :

$$\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{2\sigma_{x'y'}^2}{\sigma_{x'}^2 - \sigma_{y'}^2} \right), \quad (18.19)$$

$$d_{\sigma_x}(z) = 4\sigma_x(z) = 2\sqrt{2} \left\{ (\sigma_{x'}^2 + \sigma_{y'}^2) + \varepsilon \sqrt{(\sigma_{x'}^2 - \sigma_{y'}^2)^2 + 4\sigma_{x'y'}^4} \right\}^{1/2}, \quad (18.20)$$

$$d_{\sigma_y}(z) = 4\sigma_y(z) = 2\sqrt{2} \left\{ (\sigma_{x'}^2 + \sigma_{y'}^2) - \varepsilon \sqrt{(\sigma_{x'}^2 - \sigma_{y'}^2)^2 + 4\sigma_{x'y'}^4} \right\}^{1/2}, \quad (18.21)$$

где

$$\varepsilon = \operatorname{sgn}(\sigma_{x'}^2 - \sigma_{y'}^2) = \frac{\sigma_{x'}^2 - \sigma_{y'}^2}{|\sigma_{x'}^2 - \sigma_{y'}^2|}. \quad (18.22)$$

Полученные результаты усредняются по количеству выполненных измерений, находятся средние значения и стандартные (средние квадратические) отклонения для ширин пучка и угла φ . Если отношение $d_{\sigma_x}/d_{\sigma_y}$ менее, чем 1,15 : 1, то пучок можно считать радиально-симметричным в данном сечении и использовать уравнения (18.4)–(18.7) для вычисления не ширины, а диаметра пучка.

18.1.5. Измерения угла расходимости. Фокусирующий элемент следует расположить таким образом, чтобы его оптическая ось была коаксиальна измеряемому лазерному пучку. Затем измерительную плоскость ОЭИП (приемную площадку его чувствительного элемента) разместить на фокусном расстоянии f от задней главной плоскости фокусирующего элемента, после чего выполнить по крайней мере по пяти измерений $d_{\sigma_{fx}}$, $d_{\sigma_{fy}}$ или d_{σ_f} в этом сечении пучка.

Если пучок радиально-симметричен, то угол расходимости несфокусированного пучка в дальней зоне вычисляется по формуле

$$\vartheta_{\sigma} = \frac{d_{\sigma_f}}{f}, \quad (18.23)$$

где d_{σ_f} — диаметр пучка в сечении, удаленном на расстояние f от фокусирующего элемента.

Затем результаты нескольких измерений усредняются, определяется среднее значение и стандартное (среднее квадратическое) отклонение угла расходимости.

18.1.6. Определение совокупности параметров распространения пучка лазерного излучения. Как упоминалось ранее, определение местоположения на оси z перетяжки пучка и ее поперечных размеров требует учета параметров распространения пучка по оптической трассе. Здесь возможны два случая: местоположение перетяжки доступно или нет для прямого измерения. Рассмотрим оба случая.

Если перетяжка пучка доступна для прямого измерения, то ее местоположение и стандартное отклонение определяются путем гиперболической аппроксимации совокупности значений ширины пучка, измеренных в различных его сечениях вдоль оси z . С этой целью измерения производятся по меньшей мере в 10 сечениях вдоль пучка, причем примерно одна половина из них выполняется в пределах рэлеевской длины по любую сторону от перетяжки, а другая — за пределами двойной z_R (см. 18.17).

Для радиально-симметричных пучков используется гиперболическая аппроксимация измеренных значений диаметров:

$$d_\sigma^2 = A + Bz + Cz^2. \quad (18.24)$$

После определения коэффициентов A , B , C гиперболы, путем численной или статистической аппроксимации подходящей кривой (например, путем «взвешивания» результатов отсчета диаметров обратно пропорционально их дисперсиям) находятся значения z_0 и d_{σ_0} по следующим формулам:

$$z_0 = \frac{-B}{2C}, \quad (18.25)$$

$$d_{\sigma_0} = \sqrt{A - \frac{B^2}{4C}}. \quad (18.26)$$

Примечание. Для радиально-несимметричных пучков методика измерений и обработки результатов аналогична, но производится по более сложным формулам, приводимым в приложении В к [88].

Если перетяжка пучка не доступна для прямого измерения, то та же методика применима для искусственно формируемой (с помощью безабберационного фокусирующего элемента) перетяжки. Процедура измерений поясняется рис. 18.2. Как следует из рис. 18.2, определению подлежат: расстояние l от фокусирующего элемента до опорной плоскости; расстояние s_2 (или s_{2x} и s_{2y}) от искусственно формируемой перетяжки до задней главной плоскости фокусирующего элемента; d_{σ_2} (или $d_{\sigma_{2x}}$ и $d_{\sigma_{2y}}$) в месте расположения искусственно формируемой перетяжки.

Тогда

$$z_0 = s_1 - l, \quad (18.27)$$

где s_1 (или же s_{1x} и s_{1y} , согласно приложению В к [88]) определяется как

$$s_1 = \frac{f s_2 (s_2 - f) + f z_{R2}^2}{s_2^2 - 2f s_2 + f^2 + z_{R2}^2}, \quad (18.28)$$

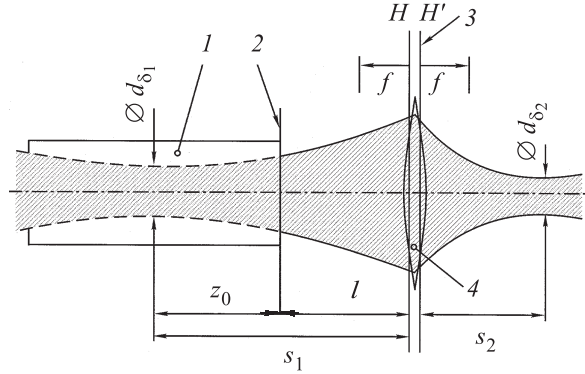


Рис. 18.2. Вычисление местоположения перетяжки пучка лазерного излучения: 1 — лазер; 2 — опорная (референтная) плоскость; 3 — задняя главная плоскость; 4 — фокусирующий элемент

где f — фокусное расстояние линзы на рис. 18.2; z_{R2} — рэлеевская длина для искусственно формируемой перетяжки. Тогда диаметр перетяжки d_{σ_1} равен

$$d_{\sigma_1} = \frac{1}{V} d_{\sigma_2}, \quad (18.29)$$

где V — увеличение системы.

Если s_1 (s_{1x} или s_{1y}) равно f , то

$$V = \frac{z_{R2}}{f}, \quad (18.30)$$

в противном случае

$$V = \left[\frac{f^2 - \sqrt{f^4 - 4z_{R2}^2(s_1 - f)^2}}{2(s_1 - f)^2} \right]^{1/2}. \quad (18.31)$$

18.1.7. Определение K или M^2 . Как упоминалось ранее, для определения K или M^2 необходимо измерить диаметр перетяжки и угол расходимости. При этом важно, чтобы измерения угла расходимости выполнялись в той же части пучка, где и ширины перетяжки. Если перетяжка не доступна для прямого измерения, то ее следует искусственно сформировать, и измерения d_{σ_0} и ϑ_σ выполнить в одной и той же части пучка.

По результатам измерений вычисляется

$$K = \frac{1}{M^2} = \frac{4\lambda}{\pi} \frac{1}{d_{\sigma_0} \vartheta_\sigma}, \quad (18.32)$$

а по стандартным отклонениям результатов измерений d_{σ_0} и ϑ_σ вычисляется стандартное отклонение $K(1/M^2)$.

Как и ранее, гиперболическая формула аппроксимации имеет вид

$$d_\sigma^2 = A + Bz + Cz^2. \quad (18.33)$$

Коль скоро коэффициенты A , B , C определены по методике, изложенной в 18.1.6, имеем:

$$z_0 = \frac{-B}{2C}, \quad (18.34)$$

$$d_{\sigma 0} = \sqrt{A - \frac{B^2}{4C}} \quad (18.35)$$

и

$$K = \frac{1}{M^2} = \frac{4\lambda}{\pi} \frac{1}{\sqrt{AC - (B^2/4)}}, \quad (18.36)$$

$$\vartheta_{\sigma} = \sqrt{C}, \quad (18.37)$$

$$z_R = \frac{1}{C} \sqrt{AC - \frac{B^2}{4}}. \quad (18.38)$$

18.1.8. Альтернативные способы измерений поперечных размеров пучка лазерного излучения. К числу основных причин, по которым не представляется возможным следовать вышеописанным предписаниям и рекомендациям, относятся: трудность или невозможность аппроксимации измеренного распределения плотности мощности (энергии) аналитической функцией; недостаточная разрешающая способность и невысокое отношение С/Ш ОЭИП. С учетом этого в [88] предусмотрены три альтернативных способа измерения ширины пучка и коэффициента $K (1/M^2)$. Эти способы основаны на использовании более простой измерительной аппаратуры для определения ширины (поперечных размеров) или диаметра пучка с приемлемой для многих практических случаев точностью.

При этом оказывается справедливым соотношение

$$\frac{1}{\sqrt{K_{\sigma}}} = M_{\sigma} = c_i(M_i - 1) + 1 = c_i \left(\frac{1}{\sqrt{K_i}} - 1 \right) + 1, \quad (18.39)$$

где K_i — коэффициент распространения, значение которого найдено i -м альтернативным способом; $M_i = 1/\sqrt{K_i}$; c_i — коэффициент корреляции между i -м альтернативным и описанным ранее стандартизованным способом.

В [88] рекомендованы следующие альтернативные способы:

- варьiruемой диафрагмы, $c_i = 1,14$;
- движущегося острого края, $c_i = 0,81$;
- движущейся щели, $c_i = 0,95$.

Следует, однако, учитывать, что приводимые значения c_i проверены и справедливы при выполнении ряда условий, а именно:

— пучки газовых лазеров с устойчивой геометрией резонаторов и мощностью излучения до 10 Вт; мощность CO_2 лазеров может достигать 100 Вт; пучки радиально-симметричны; $1 \leq M^2 \leq 4$.

Для лазеров других типов и при $M^2 > 4$ значения c_i должны быть проверены и подтверждены.

С учетом (18.39) можно записать:

$$d_{\sigma} = d_i \sqrt{K_i} \left[c_i \left(\frac{1}{\sqrt{K_i}} - 1 \right) + 1 \right], \quad (18.40)$$

или

$$d_{\sigma} = \frac{d_i}{M_i} [c_i (M_i - 1) + 1], \quad (18.41)$$

где d_i — диаметр или ширина (поперечный размер) пучка, найденный i -м способом.

Способ варьируемой диафрагмы. Варьируемая по диаметру диафрагма располагается в плоскости измерений и предназначена для определения прошедшей сквозь нее доли мощности (энергии) в функции от ее диаметра. (Нескорректированное значение $d_{86,5}$ ширины (диаметра) пучка определяется по минимальному диаметру отверстия диафрагмы, сквозь которое проходит 86,5 % суммарной мощности (энергии) пучка. Способ пригоден лишь для радиально-симметричных пучков).

Структурная схема способа поясняется рис. 18.3.

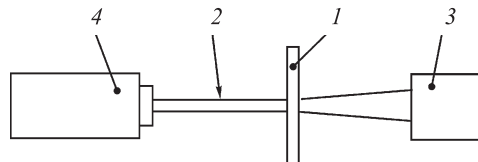


Рис. 18.3. Структурная схема способа варьируемой диафрагмы: 1 — варьируемая диафрагма; 2 — пучок лазерного излучения; 3 — ОЭИП; 4 — лазер

К ОЭИП предъявляются те же требования, что описаны в 18.1.3. Дополнительным требованием служит «перехват» приемной площадкой чувствительного элемента ОЭИП не менее 99 % суммарной мощности (энергии) излучения.

Диафрагмы следует выбирать по диаметрам таким образом, чтобы при переходе от одной к другой уменьшение мощности (энергии) не превышало 5 %. Допускается также использование калиброванных по диаметру диафрагм.

Сначала ОЭИП устанавливается таким образом, чтобы его главная плоскость была перпендикулярной оси распространения излучения, а центр приемной площадки не был бы смещен относительно оси пучка на расстояние, превышающее 0,1 ширины пучка. Для центрирования ОЭИП рекомендуется уменьшить диаметр отверстия диафрагмы, чтобы сквозь него проходило около 80 % мощности (энергии), после чего перемещать диафрагму в плоскости, перпендикулярной пучку, добиваясь максимального значения выходного сигнала ОЭИП. Далее следует убедиться в том, что на приемную площадку ОЭИП падает вся мощность (энергия) пучка. С этой целью в пучок вблизи приемной поверхности ОЭИП, коаксиально оптической оси, нужно ввести диафрагму таким образом, чтобы она перекрывала порядка 30 % периферийной активной площади чувствительного элемента. При этом не должно наблюдаться изменений регистрируемого выходного сигнала ОЭИП, пропорционального суммарной мощности P_0 или энергии Q_0 лазерного излучения.

Затем следует ступенчато уменьшать диаметр отверстия диафрагмы, но каждый «скачок» должен приводить к сокращению мощности (энергии) пуч-

ка, не превышающему 5 %. При этом последовательно регистрируются значения диаметров d_1 и d_2 , причем d_1 больше, а d_2 меньше диаметра $d_{86,5}$ отверстия, сквозь которое проходит 86,5 % P_0 или Q_0 . Помимо значений d_1 и d_2 регистрируются и соответствующие значения P_1, P_2 или Q_1, Q_2 . Диаметр $d_{86,5}$ вычисляется по интерполяционной формуле:

$$d_{86,5} = d_1 + \frac{(P_{86,5} - P_1)(d_2 - d_1)}{(P_2 - P_1)}, \quad (18.42)$$

после чего определяется

$$d_\sigma = d_{86,5} \cdot \frac{1}{M_{86,5}} [1,14(M_{86,5} - 1) + 1], \quad (18.43)$$

или

$$d_\sigma = d_{86,5} \sqrt{K_{86,5}} \left[1,14 \left(\frac{1}{\sqrt{K_{86,5}}} - 1 \right) + 1 \right]. \quad (18.44)$$

Способ движущегося острого края. Суть способа состоит в том, что непрозрачная пластина с вертикальным острым краем перемещается перед приемной площадкой ОЭИП в плоскости, перпендикулярной оси пучка, постепенно перекрывая часть потока лазерного излучения (рис. 18.4). В результате измерятся оставшаяся попавшая на ОЭИП часть мощности излучения

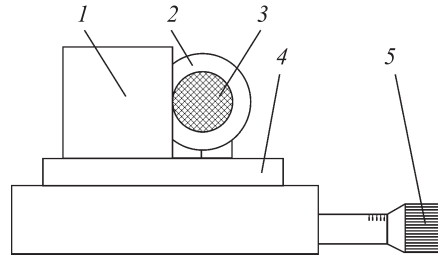


Рис. 18.4. Структурная схема способа движущегося острого края: 1 — пластина с острым краем; 2 — приемная площадка ОЭИП; 3 — поперечное сечение измеряемого пучка лазерного излучения; 4 — перемещаемый предметный столик; 5 — микрометр

в функции от положения острого края по координате x . Нескорректированное значение d_k ширины (диаметра) пучка равно удвоенной разности значений координаты x , при которых положение острого края определяется пропусканием 84 и 16 % мощности (энергии) пучка. В случае пучков с эллиптическим поперечным сечением направление движения острого края должно поочередно совпадать с главными осями эллипса. Требования к ОЭИП остаются теми же, что и в способе варьированной диафрагмы.

Методика измерений диаметра радиально-симметричного пучка выглядит следующим образом. Сначала регистрируется значение мощности (энергии) пучка при выведенном за пределы его сечения остром крае. Затем предметный столик с пластиной перемещается вдоль оси x до тех пор, пока уровень измеряемой мощности (энергии) не достигнет 84 % от первоначального значения, и фиксируется значение координаты x_1 . Движение столика продолжается и при уровне измеряемой мощности (энергии) 16 % фиксируется значение x_2 .

Значения диаметров определяются по формулам

$$d_k = 2(x_2 - x_1), \quad (18.45)$$

$$d_\sigma = d_k \cdot \frac{1}{M_k} [0,81(M_k - 1) + 1], \quad (18.46)$$

или

$$d_\sigma = d_k \sqrt{K_k} \left[0,81 \left(\frac{1}{\sqrt{K_k}} - 1 \right) + 1 \right]. \quad (18.47)$$

Методика измерений ширин радиально-несимметричных пучков отличается лишь тем, что определению подлежат d_{σ_x} и d_{σ_y} . С этой целью сначала следует найти направления главных осей эллипса, для чего определяются два ортогональных направления с одинаковыми значениями $d_{k_x} = d_{k_y}$. Затем эта система координат поворачивается на 45° и, тем самым, совмещается с главными осями, после чего выполняются измерения вдоль каждой из главных осей по методике для радиально-симметричных пучков.

Способ движущейся щели. Принципиально этот способ не отличается от предыдущего, что иллюстрирует структурная схема рис. 18.5. Разница заключается в том, что фиксируются значения координаты x_1 и x_2 , при которых достигающая ОЭИП мощность (энергия) пучка составляет 13,5 % от ее общего значения, измеренного при выведенной за пределы пучка щели. Нескорректированное значение d_s диаметра радиально-симметричного пучка равно разности $x_2 - x_1$.

Отсюда

$$d_\sigma = d_s \cdot \frac{1}{M_s} [0,95(M_s - 1) + 1], \quad (18.48)$$

или

$$d_\sigma = d_s \sqrt{K_s} \left[0,95 \left(\frac{1}{\sqrt{K_s}} - 1 \right) + 1 \right]. \quad (18.49)$$

Методика измерений ширин радиально несимметричных пучков d_{σ_x} и d_{σ_y} предусматривает ту же последовательность операций по определению главных осей путем предварительного измерения $d_{s_x} = d_{s_y}$ и последующего поворота системы координат на 45° .

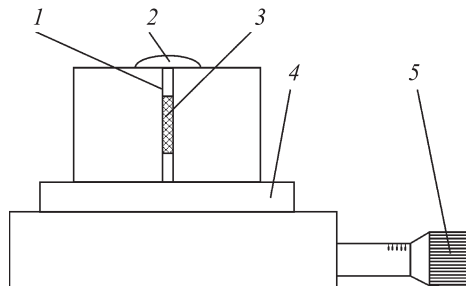


Рис. 18.5. Структурная схема способа движущейся щели: 1 — движущая щель; 2 — приемная площадка ОЭИП; 3 — поперечное сечение измеряемого пучка; 4 — перемещаемый предметный столик; 5 — микрометр

В заключение следует еще раз подчеркнуть, что альтернативные способы пригодны только при измерениях стабильных во времени и пространстве пучков, по крайней мере, за время смены диафрагм, либо перемещения острого края или щели. Очевидно, что эти способы можно рекомендовать для определения пространственно-энергетических параметров и характеристик непрерывных или работающих в режиме генерирования идентичных повторяющихся импульсов лазеров. Для лазеров, генерирующих однократные импульсы, следует руководствоваться методом моментов, подробно описанным ранее.

18.2. Серийные рабочие средства измерений пространственно-энергетических параметров и характеристик лазерного излучения

Современное «идеальное» РСИ пространственно-энергетических параметров и характеристик лазерного излучения, часто в литературе именуемое СИ профиля пучка, должно удовлетворять большой совокупности технических и метрологических требований [90]:

- одновременно измерять все параметры пучка, характеризующие его профиль в целом;
- измерять параметры пучков, как непрерывных, так и импульсных лазеров;
- измерять во всем диапазоне длин волн лазерного излучения;
- обеспечивать пространственную разрешающую способность порядка 1 мкм, при измерении распределения интенсивности в фокальном пятне;
- активная площадь приемной поверхности чувствительного элемента ОЭИП должна достигать $\sim 6 \text{ см}^2$, чтобы «перехватывать» поперечные сечения пучков большинства типов коммерческих лазеров;
- обеспечивать измерения с высокой точностью в широком диапазоне интенсивностей лазерного излучения;
- быть недорогим, надежным, простым в обращении, компактным, портативным прибором и иметь несложное устройство ввода и восприятия измеряемого пучка;
- содержать компоненты регистрации и хранения измерительной информации, обеспечивающие отображение результатов на дисплее, запоминание и цифровую обработку данных, распечатку результатов измерений;
- гарантировать совместимость со всеми типами современных компьютеров, а также с различными ОЭИП, работающими в широких диапазонах интенсивностей, длин волн и длительностей импульсов;
- обеспечивать измерения в реальном масштабе времени.

Ни одно из современных типов измерительных устройств, часто именуемых в литературе пространственно-временными анализаторами, не удовлетворяет совокупности перечисленных требований. Каждое из них имеет свои достоинства и недостатки. Поэтому и производители приборов, и исследователи-разработчики лазеров и лазерных устройств отдают предпочтение тому или иному типу РСИ, которое либо собирают в лабораториях из отдельных элементов с ограниченными функциями, либо стараются создать и выпустить на рынок по возможности multifunctional анализатор, предельно приближенный к «идеальному» РСИ.

Нередко выбираемые пользователями лазеров пути построения РСИ пространственно-энергетических характеристик ориентированы на альтернативные способы измерений поперечных размеров пучка лазерного излучения, описанные в 18.1.8. Однако наиболее современные анализаторы, серийно выпускаемые рядом ведущих фирм, базируются на стандартизованном [88] способе измерений, в основу которого положено определение моментов распределения плотности мощности (энергии) в поперечном сечении пучка. Опишем кратко подходы к созданию как нестандартизованных, так и стандартизованных РСИ.

Анализаторы профиля пучка с механическими сканирующими устройствами на основе точечной диафрагмы (пинхола), щели или острого края имеют в качестве существенного достоинства возможность измерения распределения плотности интенсивности в сфокусированных пучках с минимальными поперечными размерами до 1 мкм. К их недостаткам следует отнести сканирование лишь вдоль одной линии в сечении пучка и минимальный объем численных данных. Более того, приборы этого типа ввиду ограниченной скорости механического сканирования могут анализировать пучки лишь непрерывных лазеров.

Устройства измерения M^2 обеспечивают получение количественной информации о качестве пучка, что позволяет пользователю заранее получить представление о параметрах и характеристиках сфокусированного лазерного излучения. Это особенно важно знать при использовании технологических лазеров. Однако подобные измерительные устройства полезны лишь при работе с непрерывными лазерами и поставляют мало информации о пучках с равномерным распределением интенсивности в поперечном сечении, т. е. эффективность использования критерия M^2 в данном случае велика только в ситуациях, когда распределение интенсивности в сечении пучка хотя бы приблизительно совпадает с гауссовым.

Устройство с ОЭИП в виде линейки чувствительных элементов (пикселей) позволяет сканировать сечение пучка путем выполняемого мультиплексором их последовательного опроса. Элементами линейки обычно служат кремниевые фотодиоды или пироэлектрические приемники излучения. В первом случае разрешающая способность и общая длина линейки составляют обычно 25 мкм и ≈ 25 мм, соответственно, а во втором — 100 мкм и ≈ 50 мм.

Достоинством ОЭИП этого типа является интегрирование выходных сигналов элементов за весь период одного цикла сканирования, что позволяет измерять распределение интенсивности в одиночном импульсе излучения. Кроме того, анализаторы подобного типа снабжаются механическим устройством, перемещающим линейку в плоскости сечения пучка перпендикулярно его оси в то время, как производится измерение в направлении вдоль линейки. Таким образом появляется возможность определения распределения плотности интенсивности излучения во всем сечении пучка. Это устройство лучше работает в непрерывных пучках, но может быть использовано и для измерений в пучках импульсного излучения, но при условии стабильности распределения в течение промежутка времени, необходимого для завершения полного цикла перемещения линейки.

Устройство с матричным пироэлектрическим ОЭИП позволяет производить двухкоординатное измерение профиля пучка как непрерывного,

так и импульсного излучения. Очевидным преимуществом ОЭИП с пироэлектрическими элементами (в отличие от кремниевых фотодиодов) является его слабая селективность в широком спектральном диапазоне от ультрафиолетового излучения до субмиллиметровых длин волн. Кроме того, рабочий диапазон пироэлектрических элементов равен 10^4 мкм, а кремниевых фотодиодов — всего 300 мкм. Эти ОЭИП могут «перехватывать» пучки с поперечными размерами 25×25 мм² и даже до 50×50 мм². Кроме того, выходные сигналы матриц (впрочем, как и линеек) легко обрабатываются современными компьютерами, что является несомненным и существенным достоинством подобного прибора. Его главным недостатком следует признать относительно невысокую пространственную разрешающую способность.

Камеры с кремниевыми матричными ОЭИП хорошо совмещаются с компьютерами типа IBM PC, обладают высокой пространственной разрешающей способностью, пригодны для количественного анализа и наглядного отображения на экране дисплея профиля пучка непрерывного или импульсного лазера.

Автономная измерительная установка позволяет производить полное диагностирование пучка излучения, причем некоторые фирмы считают целесообразным отказаться от совмещения измерительного устройства с серийным персональным компьютером, а предпочитают базировать установку на микропроцессорах. Это позволяет не только повысить быстродействие системы цифровой обработки данных, но и сделать прибор малогабаритным, легким, транспортабельным, пригодным для измерений в полевых условиях. Вместе с тем, использование интерфейсов типа RS-232 C или IEEE-488 (GPIB) обеспечивает при необходимости возможность стыковки установки с персональным компьютером для последующего хранения данных, их дополнительной обработки или использования в системах управления и контроля. Обычно такая установка имеет интерфейс для стыковки с серийными камерами, в которых в качестве ОЭИП используются: матрицы на основе приборов с зарядовой связью (ПЗС — матрицы) или приборов с интегрированием заряда, видеиконны с чувствительными элементами из сульфида свинца, пироэлектрические видеиконны и пр. Несмотря на разнообразие типов применяемых дисплеев, все они, как правило, дают цветное изображение двух- или трехмерного профиля пучка с распределением интенсивности в любом его сечении плоскостью $X-Y$. Обычно на экране дисплея отображаются в цифре ряд параметров пучка: местоположение в пространстве декартовой системы координат, размеры сечения пучка, координаты центра тяжести, суммарная мощность или энергия, угол расходимости, степень приближения (или отклонения) к гауссову профилю или к равномерному распределению интенсивности в поперечном сечении пучка и т. д. Современные анализаторы позволяют также измерять ширину пучка с эллиптическим сечением. Они могут работать с импульсно-модулированными пучками в реальном масштабе времени при частотах повторения импульсов 1 Гц и более.

Многокамерные измерительные установки позволяют проводить измерения параметров пучка одновременно в 10–20 сечениях или же такого же количества пучков различных лазеров, причем все измерительные устройства такой установки управляются главной ЭВМ. Подобные установки весьма полезны при управлении технологическими процессами или одновременном контроле и юстировке нескольких оптических объектов.

Не останавливаясь далее на более детальном описании устройств, реализующих рассмотренные подходы, приведем в качестве примера данные, относящиеся к одной из наиболее современных и совершенных, достаточно универсальных измерительных установок фирмы SPIRICON (США) [91]. В табл. 18.1 приведены основные сведения о видеокамерах, воспроизводящих изображение профиля пучка и выполняющих первичное преобразование входных оптических сигналов в выходные электрические, поступающие далее в цифровые процессоры.

Весьма перспективной из числа приведенных в табл. 18.1 камер следует признать камеру PYROCAM 1 124×124 , модель PY 128×128 -100. Эта камера позволяет:

- быстро и легко юстировать лазерное устройство вместе с оптической системой;
- отображать в реальном масштабе времени профиль пучка в двух и трех координатах;
- менять углы ее наклона и поворота для отображения трехмерного профиля;
- анализировать пучки излучения непрерывных и импульсных лазеров;
- выполнять измерения с высокой разрешающей способностью во всем ИК диапазоне спектра;
- производить с высокой точностью измерения: ширины пучка, координат центра тяжести его сечения, уровня максимальной относительной плотности интенсивности излучения и его координат, суммарной относительной плотности интенсивности;
- воспринимать в 10^6 раз большую интенсивность, чем камеры с ПЗС-матрицами;
- наблюдать в реальном масштабе времени за изменениями модового состава пучка;
- выполнять измерения параметров профиля пучка излучения лазеров следующих типов: эксимерного, Nd:YAG, гольмиевого, Er-YAG, оптических параметрических генераторов света, HF/DF лазеров, СО- и СО₂ лазеров, а также любых других лазеров, генерирующих в ИК и УФ диапазонах спектра;
- увеличить эффективность, надежность и точность лазерных систем.

При измерениях профиля пучка непрерывного лазера используется оптический модулятор с частотой прерывания 24 или 48 Гц. Чувствительность ОЭИП при этом составляет 220 (24 Гц) и 320 (48 Гц) нВт/пиксель или же, соответственно, 2,2 (24 Гц) и 3,2 (48 Гц) мВт/см². Для электронной схемы, работающей в режиме интегрирования, NEP = 45 нВт/Гц^{1/2}/пиксель (1 Гц). Плотность мощности насыщения 2,2 (24 Гц) и 3,2 (48 Гц) Вт/см². Для матрицы в целом лучевая стойкость не превышает 2 Вт или 8 Вт/см².

При измерениях профиля пучка импульсных лазеров камера может работать при частотах повторения импульсов от одиночного импульса до 105 Гц; однако существует модификация, позволяющая выполнять измерения при частотах от 100 до 1000 Гц. Диапазон длительностей импульса простирается от 1 фс до 4 мс, чувствительность равна 7 нДж/пиксель или 70 мкДж/см², плотность энергии насыщения 10 мДж/см², а лучевая стойкость (порог разрушения) зависит от длительности импульса: 20 мДж/см², при $\tau_n = 1$ нс, и 600 мДж/см², при $\tau_n = 1$ мкс.

Таблица 18.1. Видеокамеры в измерительной установке фирмы SPIRICON, Inc [91]

Модель		Кремниевые ПЗС-матрицы, $\lambda=0,19-1,1$ мкм									
		SPIRICON Thin Cam	SPIRICON FTS-170	CONU 4800	CONU 6400	CONU 6700	CONU 4913 4915	PULNIX TM-6	PULMIX TM-745E	PULNIX TM-765E	
1		2	3	4	5	6	7	8	9	10	
Число элементов		752 × 582	754 × 487	754 × 488	739 × 484	699 × 576	768 × 494	768 × 482	768 × 493	756 × 581	
Габаритные размеры элемента, мкм ²		6,5 × 6,85	8,7 × 9,8	11,5 × 13,5	8,5 × 9,9	9,2 × 8,3	8,4 × 9,8	8,4 × 9,3	11 × 13	11 × 11	
Активная площадь, мм ²		4,9 × 3,6	6,6 × 4,8	8,7 × 6,6	6,3 × 4,8	6,5 × 4,8	6,5 × 4,8	6,5 × 4,8	8,5 × 6,4	8,3 × 6,4	
Пределный диаметр пучка, мм		3	4,7	6,4	4,7	3,9	4,7	4,7	6,2	5,2	
Тип ОЭИП		Кремн. ПЗС	Кремн. ПЗС	Кремн. ПЗС	Кремн. ПЗС	Кремн. ПЗС	Кремн. ПЗС	Кремн. ПЗС	Кремн. ПЗС	Кремн. ПЗС	
Рабочий диапазон длин волн, мкм		0,19–1,10	0,19–1,10	0,19–1,10	0,19–1,10	0,19–1,10	0,19–1,10	0,19–1,10	0,19–1,10	0,19–1,10	
Непре- рывный режим	Облученность всей активной площади, мкВт/см ²	0,40	0,50	0,20	0,25	0,19	0,30	0,30	0,30	0,30	
	Отношение С/Ш, дБ	55	50	60	55	55	50	50	50	50	
Импульс- ный режим	Облученность всей активной площади, мкДж/см ²	6	3	3	4	3	5	5	5	5	
	Максимальная частота повто- рения, Гц	30	60	60	60	50	30	30	30	25	
Размеры, мм ³		133 × 50 × × 25,4	50,8 × × 43,2 × × 140,0	69,0 × × 58,4 × × 140,0	45,7 × × 38,1 × × 50,8	45,7 × × 38,1 × × 50,8	66,0 × × 63,5 × × 160,0	45,7 × × 45,7 × × 76,2	33,0 × × 43,2 × × 119,0	33,0 × × 43,2 × × 119,0	
Масса, кг		0,227	0,346	0,440	0,113	0,113	0,524	0,170	0,190	0,190	

Продолжение табл. 18.1

Модель	Маломощные с высоким разрешением, $\lambda = 0,19-1,1$ мкм						Камеры для ближнего ИК диапазона $\lambda = 0,4-2,3$ мкм			Пирозлектр. твердотельная для $\lambda = 0,1-400$ мкм
	PULNIX TM-1300	PULNIX TM-1001	SMD-IM15	DVC-10	DVC-1300	SPICON PY-128 $\times 128 \times 100Si$	SU-128	SU-320	7290 A 7290 A-06	
1	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Число элементов	1300 $\times$ 1030	1024 $\times$ 1024	1024 $\times$ 1024	755 $\times$ 484	1300 $\times$ 1030	124 $\times$ 124	128 $\times$ 120	308 $\times$ 236	700	124 $\times$ 124
Габаритные размеры элемента, мм ²	6,7 $\times$ 6,7	9 $\times$ 9	14 $\times$ 14	9,87 $\times$ 9,87	6,7 $\times$ 6,7	100 $\times$ 100	60 $\times$ 60	40 $\times$ 40	19,5 $\times$ 19,5	100 $\times$ 100
Активная площадь, мм ²	6,8 $\times$ 6,8	9,2 $\times$ 9,2	14,3 $\times$ 14,3	6,4 $\times$ 4,7	6,8 $\times$ 6,8	12,4 $\times$ 12,4	7,7 $\times$ 7,2	12,3 $\times$ 9,4	12,7 $\times$ 9,5	12,4 $\times$ 12,4
Предельный диаметр пучка, мм	6,9	9,1	14,3	4,7	6,9	12,4	7,2	9,4	9,0	12,4
Тип ОЭИП	Кремн. ПЗС	Кремн. ПЗС	Кремн. ПЗС	Кремн. ПЗС	Кремн. ПЗС	Кремн. МОП-структура	In Ga As	In Ga As	In Ga As	PbO-PbS
Рабочий диапазон длин волн, мкм	0,19-1,10	0,19-1,10	0,19-1,10	0,19-1,10	0,19-1,10	0,40-1,10	0,90-1,70	0,90-1,70	0,40-1,80; 0,40-2,20	0,19-0,37; 1,04-400
Непрерывный режим	Облученность всей активной площади, мкВт/см ²	0,60	7	0,30	2000	0,30	0,8	1,3	5 ($\lambda = 1,5$ мкм) 50 ($\lambda = 1,8$ мкм) 100 ($\lambda = 2,2$ мкм)	3,2
		Отношение С/Ш, дБ	56	70	62	63	74	74	44	60
Импульсный режим	Облученность всей активной площади, мкДж/см ²	9	100	5	20000	5	12	20	83 ($\lambda = 1,5$ мкм) 830 ($\lambda = 1,8$ мкм) 1660 ($\lambda = 2,2$ мкм)	10
		Максимальная частота повторения, Гц	12	15	12	105	30	30	1	105
Размеры, мм ³	50,8 $\times$ 66,0 $\times$ 162,6	56,0 $\times$ 43,2 $\times$ 150,0	94,0 $\times$ 94,0 $\times$ 107,0	94,0 $\times$ 119,0 $\times$ 63,5	107,0 $\times$ 117,0 $\times$ 63,5	102,0 $\times$ 102,0 $\times$ 178,0	107,0 $\times$ 107,0 $\times$ 157,5	107,0 $\times$ 107,0 $\times$ 157,5	89,0 $\times$ 134,6 $\times$ 290,0	101,6 $\times$ 114,3 $\times$ 177,8
Масса, кг	0,482	0,340	0,850	0,454	0,227	1,474				

На основе любой из этих камер фирмой SPIRICON, Inc. предлагается скомпоновать анализатор профиля пучка (именуемый изготовителем анализатором распространения пучка) модели M²-200, работающий в автоматическом или ручном режиме измерения. Для компоновки автоматически работающей установки необходимы:

- ПЗС или любая другая камера из табл. I8.1;
- оптический ослабитель пучка;
- отклоняющие зеркала для юстировки;
- персональный компьютер.

Для компоновки установки, работающей в ручном режиме, дополнительно необходимо иметь фокусирующую оптику и оптическую скамью.

Анализатор имеет следующие технические и метрологические характеристики:

- диапазон длин волн:
 - в автоматическом режиме — 0,4–1,1 мкм;
 - в ручном режиме — в зависимости от оптики и типа камеры;
- ширина пучка:
 - в автоматическом режиме — 1,0–10,0 мм;
 - в ручном режиме — в зависимости от оптики и типа камеры;
- измеряемые параметры, выводимые на дисплей в цифровом виде: M_x^2 , M_y^2 или K_x , K_y ; $d_{\sigma_{0x}}$, $d_{\sigma_{0y}}$; ϑ_{σ_x} , ϑ_{σ_y} ; z_{0x} , z_{0y} ; астигматизм, коэффициент асимметрии пучка;
- типичные значения погрешности: $\pm 5\%$ для всех измеряемых параметров за исключением z_{0x} , z_{0y} , погрешность определения которых равна $\pm 10\%$;
- габариты $28 \times 14 \times 82$ см³, масса 6 кг, питание 120/240 В, 50/60 Гц, 26 Вт.

Этой же фирмой в 1998 г. рекламировалась модель LBA-300 PC с несколько более широкими возможностями, чем M²-200, благодаря использованному в приборе запатентованному изготовителем алгоритму автокалибровки камеры Ultrascal и наличию перефокусаторов изображения сцены. В остальном этот анализатор не имеет принципиальных отличий от M²-200 и поэтому здесь не описывается.

18.3. Сравнительные исследования точности стандартизованных способов измерений серийными рабочими средствами измерений

При ознакомлении в предыдущих параграфах со стандартизованными способами и средствами измерений пространственно-энергетических параметров и характеристик лазерного излучения возникает естественный вопрос о целесообразности использования и применимости каждого из них при решении конкретных измерительных задач. Для ответа на этот вопрос рассмотрим две типичных ситуации: малоинтенсивное излучение обычного лабораторного лазера (например, гелий-неонового) и высокоинтенсивное излучение технологического лазера (например, лазера на углекислом газе). Сравнение различных описанных в стандарте [88] способов для обеих ситуаций позволяет дать полезные рекомендации по выбору методики и измерительной аппаратуры.

Напомним, что все три основных параметра (ширина, угол расходимости и показатель качества), характеризующих пучок распространяющегося в пространстве лазерного излучения, с теоретической точки зрения базируются на

ширине его поперечного сечения. Следовательно, корректное измерение того, что принято считать шириной пучка, предоставляет достоверную информацию о его пространственно-энергетических параметрах и характеристиках, именуемых в дальнейшем обобщающим термином «профиль пучка». Из предыдущего материала следует, что существует ряд рекомендуемых [88] подходов к экспериментальному определению профиля пучка, каждый из которых имеет определенные ограничения, а также обладает достоинствами и недостатками. Поэтому важно сравнить эти подходы и выработать полезные рекомендации пользователю, эксплуатирующему серийные лазерные устройства в условиях лабораторий и в промышленности.

18.3.1. Измерения профиля пучка малоинтенсивного лазерного излучения. Наиболее популярны три определения ширины пучка [92]: статистическое, согласно которому ширина пучка определяется по стандартному отклонению нормированного распределения плотности мощности в поперечном сечении пучка, и два других, опирающиеся на выделение заданного процента суммарной мощности в центральной части сечения, ограниченной либо окружностью, либо симметрично расположенными относительно оси двумя точками.

Первое определение подробно рассмотрено в 18.1.1 и 18.1.2, а второе и третье — в 18.1.8. Статистическое определение строго соответствует лишь параксиальным оптическим системам и пучкам, т. е. оно может быть распространено далеко не на все типы лазеров. Второе и третье определения также не универсальны, но удобны при анализе гауссоподобных пучков.

В работе [92] в целях сравнения эффективности различных подходов к определению и способу измерения профиля пучка малоинтенсивного лазерного излучения были собраны три модификации измерительной установки, позволившие поставить эксперименты как с гауссоподобными, так и с пучками, ограниченными отверствием диафрагмы.

Все измерения выполнялись в чистом, защищенном от вибраций лабораторном помещении. Источником излучения мощностью 5 мВт служил He–Ne лазер с полуконфокальным резонатором. Согласно сертификату производителя, лазерное излучение содержало только TEM₀₀ моду с шириной (диаметром) перетяжки 800 мкм, а степень его линейной поляризации характеризовалась отношением $\geq 500 : 1$. Кратковременная нестабильность мощности излучения не превышала $\pm 5\%$. На рис. 18.6 изображена оптическая схема части измерительной установки, общей для всех трех модификаций.

Каустика пучка формируется безаберрационной ахроматической линзой АС диаметром 128 мм с фокусным расстоянием $f = 1000$ мм. Диаметр пучка в плоскости расположения линзы АС равен 2 мм, а расстояние между ней и лазером выбрано таким, чтобы сфокусированный пучок имел рэлеевское расстояние $z_R \sim 750$ мм и диаметр перетяжки 780 мкм. При таких геометрических параметрах оптической схемы измерения ширины пучка могли выполняться в сечении с координатой $4,5z_R$. Для одной из модификаций необходимым оказалось существенное ослабление мощности пучка.

Это достигалось введением в оптическую схему установки четырех призм P_1 – P_4 . Призмы P_2 и P_3 не имели покрытий, т. е. обладали коэффициентом отражения 4 % каждая, в результате чего коэффициент ослабления мощности достигал 600. Призмы P_1 и P_4 имели полированные поверхности с отклонени-

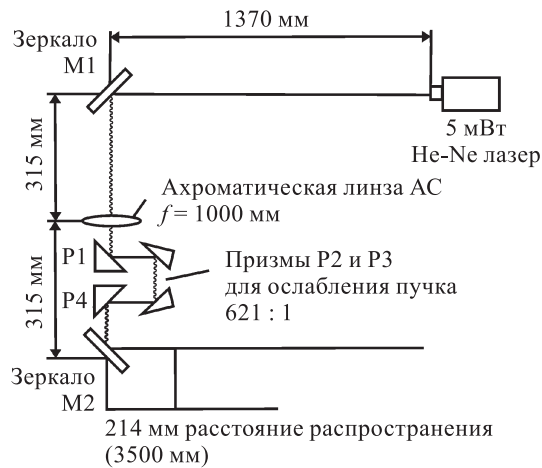


Рис. 18.6. Оптическая схема общей части измерительной установки: P_1, P_2, P_3, P_4 — призмы

ем от плоской формы не более $\lambda/10$ и служили лишь зеркалами. Призмы P_2 и P_3 имели углы при основании 60° , что позволяло избежать вызванных интерференцией искажений пучка.

Измерения преследовали две цели: а) определить параметры профиля пучка при различных его положениях и тем самым оценить согласованность полученных данных; б) измерить углы расходимости пучков путем непосредственного определения их диаметров в фокальном пятне. Оба варианта измерений были реализованы путем введения второй безабберационной ахроматической линзы после зеркала M_2 . Она имела диаметр 80 мм и фокусное расстояние 1000 мм. Для диаметра перетяжки 540 мкм рэлеевское расстояние за второй линзой оценивалось значением 360 мм, что позволяло выполнять измерения на расстояниях порядка $8z_R$.

Ограничивавшие диаметр пучка диафрагмы с отверстиями располагались между лазером и зеркалом M_1 .

Измерения профилей гауссоподобных пучков. Сначала была выполнена серия измерений без введенной в оптический тракт диафрагмы. Сравнивались результаты, полученные тремя способами: дифференциальным способом острого края, с помощью камеры CONU и программного обеспечения SPIRICON (см. 18.1.2) и с использованием ПЗС-камеры ASTROMED. Все измерения выполнялись в зоне каустики лазера, причем для сравнения трех способов (острого края, выделения 86,5 % суммарной мощности пучка, статистического по двойному стандартному отклонению функции распределения плотности мощности) использовались результаты либо прямых измерений, либо те же результаты, но с применением соответствующего алгоритма вычислений, в том числе с элементами виртуального смещения острого края перед матрицей чувствительных элементов камеры.

В табл. 18.2 представлены обработанные результаты измерений и вычислений, полученные в ходе эксперимента способом острого края. Экран с острым краем вместе с ОЭИП перемещался вдоль направления распространения пучка на расстояние 3240 мм, а измерения выполнялись через каждые 100 мм вне зоны перетяжки и через каждые 20 мм в зоне ее расположения. В каж-

дом сечении измерение повторялось 5 раз. В итоге стандартное отклонение результатов измерений в разных сечениях не превысило 0,4 %.

Таблица 18.2. Сопоставление данных, полученных способом острого края

Измерения способом острого края	Острый край	Момент второго порядка	86,5 % мощности
Местоположение перетяжки, мм	1647	1639	1633
Диаметр перетяжки, мкм	770,8	773	797,4
Угол расходимости, мрад			
— параболическая аппроксимация	1,062	1,064	1,041
— гиперболическая аппроксимация	1,064	1,067	1,041
Коэффициент K			
— параболическая аппроксимация	0,984	0,980	0,971
— гиперболическая аппроксимация	0,982	0,977	0,968

Вторая строка табл. 18.2 свидетельствует о том, что расхождение между данными сертификата и результатами измерений способом острого края не превышает 2 % для трех вычисленных значений диаметра перетяжки.

Измерения с помощью камеры CONU и программного обеспечения SPIRICON не давали возможности определения профиля пучка с использованием моментов второго порядка.

Поэтому в табл. 18.3 приведены обработанные результаты измерений с использованием лишь двух алгоритмов вычислений.

Таблица 18.3. Сопоставление данных, полученных с помощью камеры CONU

Измерения с камерой CONU	Острый край	86,5 % мощности
Местоположение перетяжки, мм	1647	1634
Диаметр перетяжки, мкм	793	802,9
Угол расходимости, мрад		
— параболическая аппроксимация	1,031	1,017
— гиперболическая аппроксимация	1,04	1,028
Коэффициент K		
— параболическая аппроксимация	0,985	0,987
— гиперболическая аппроксимация	0,977	0,976

Результаты определения местоположения перетяжки хорошо согласуются с данными табл. 18.2, а диаметр перетяжки оказался большим. Последнее объясняется, по-видимому, тем, что при расчетах точки среза острым краем, при вычислении, были выбраны равными 10 и 90 %.

Данные измерений и вычислений с использованием камеры ASTROMED приведены в табл. 18.4.

Представленные в таблицах результаты, полученные тремя способами, подтверждают их высокую согласованность. Максимальные значения погрешностей определения диаметра, угла расходимости пучка и коэффициента K его качества равны соответственно 6; 4,9 и 4 %.

Таблица 18.4. Сопоставление данных, полученных с помощью камеры ASTROMED

Измерения с камерой ASTROMED	Острый край	Момент второго порядка	86,5 % мощности
Местоположение перетяжки, мм	1647	1630	1634
Диаметр перетяжки, мкм	752,3	768	769,1
Угол расходимости, мрад			
— параболическая аппроксимация	1,061	1,061	1,044
— гиперболическая аппроксимация	1,063	1,061	1,047
Коэффициент K			
— параболическая аппроксимация	1,010	0,989	1,004
— гиперболическая аппроксимация	1,008	0,989	1,000

Расхождения между результатами, полученными разными способами, не превышают 5 %, т. е. мы имеем дело с высокой воспроизводимостью результатов измерений профиля пучка.

Однако представляет интерес ответ на вопрос, можно ли результаты измерений считать самосогласованными, т. е. являющимися основой для корректных расчетов профиля пучка вдоль всей трассы распространения излучения. С этой целью линза располагалась за зеркалом M2 в схеме рис. 18.6. С помощью камеры ASTROMED были измерены диаметры пучка вдоль каустики за линзой, а результаты сопоставлены с данными, полученными расчетом по результатам измерений каустики перед второй линзой, т. е. в зоне за линзой AC. Измерения выполнялись по основной методике, предусматривающей определение моментов второго порядка. Результаты измерений приведены в табл. 18.5.

Таблица 18.5. Проверка самосогласованности результатов измерений

Самосогласованность измерений	Перед второй линзой	За второй линзой	
	Оценка	Расчет	Эксперимент
Местоположение перетяжки, мм			
— 86,5 %	1634		1828
— острый край	1647	1808	1820
— момент второго порядка	1630		1824
Диаметр перетяжки, мкм			
— 86,5 %	769,1		542,1
— острый край	752,3	540,5	537,6
— момент второго порядка	768		544,5
Угол расходимости, мрад			
— 86,5 %	1,044		1,459
— острый край	1,061	1,444	1,411
— момент второго порядка	1,061		1,445
Коэффициент K			
— 86,5 %	1,000		1,019
— острый край	1,008	0,990	1,066
— момент второго порядка	0,989		1,024

Из всего изложенного следует, что диаметры гауссовых или гауссоподобных пучков, распространяющихся в свободном пространстве, с достаточной точностью описываются и измеряются всеми рассмотренными способами, регламентируемыми стандартом [88]. Более того, результаты измерений являются хорошей основой для анализа профиля распространения в рамках формализма ABCD.

Влияние ограничения размера пучка отверстием диафрагмы на параметры его распространения. В той же измерительной установке (рис. 18.6) гауссов пучок подвергался усечению тремя последовательно расположенными между лазером и зеркалом M1 диафрагмами. После прохождения пучка сквозь отверстие первой диафрагмы начальная мощность уменьшалась до 98,89 %, после прохождения второй диафрагмы оставалось 95,25 %, а после третьей — 87,6 % мощности лазерного излучения. Измерения при установке каждой из диафрагм выполнялись за линзой АС с помощью камеры AS-TROMED.

Таблица 18.6. Результаты измерений параметров усеченного пучка

	Полный пучок	Усечение на 1,11 %	Усечение на 4,75 %	Усечение на 12,4 %
Местоположение перетяжки, мм:				
— острый край;	1647	1721	1888	2084
— момент второго порядка;	1630	1653	1761	1940
— 86,5 %	1634	1657	1753	1901
Ширина пучка, мкм:				
— острый край;	753	797	853	921
— момент второго порядка;	768	822	913	1034
— 86,5 %	769	820	897	996
Угол расходимости, мрад:				
— острый край;	1,063	1,062	1,074	1,063
— момент второго порядка;	1,061	1,014	0,971	0,922
— 86,5 %	1,045	1,014	0,957	0,873
Коэффициент K :				
— острый край;	1,007	0,952	0,879	0,833
— момент второго порядка;	0,989	0,969	0,908	0,845
— 86,5 %	1,002	0,967	0,938	0,927

В табл. 18.6 приведены результаты измерений и расчетов при трех различных значениях усеченной доли мощности пучка, а в табл. 18.7 — максимальные значения погрешностей, возрастающие по мере уменьшения отверстия диафрагмы.

Из данных в двух последних таблицах можно сделать вывод о том, что ограничение поперечных размеров пучка оптическими элементами тракта распространения излучения приводит к возникновению дифракции, оказывающей существенное влияние на параметры профиля гауссоподобного пучка. Это влияние, по-видимому, должно усиливаться при ограничении (усечении) пучков с отличным от гауссова распределением интенсивности излучения в поперечном сечении.

18.3.2. Измерения профиля пучка высокоинтенсивного лазерного излучения. Объектом измерений служил CO₂-лазер, пучок излучения

Таблица 18.7. Максимальные значения погрешностей измерений

Максимальная погрешность, %	Полный пучок	Усечение на 1,11 %	Усечение на 4,75 %	Усечение на 12,4 %
Ширина пучка	2,1	3,14	7	12,2
Угол расходимости	1,7	4,7	12,2	21,8
Коэффициент K	1,8	1,8	6,7	11,3

которого мощностью 2 кВт был пропущен сквозь линзу из ZnSe с фокусным расстоянием 15 м [93].

Средством измерений распределения мощности в поперечном сечении фокального пятна ответвленной части пучка служило устройство, состоящее из колеблющейся пары зеркал гальванометра, сканирующих пучок по плоскости, в которой расположена точечная диафрагма (пинхол) с размещенным за ней пироэлектрическим ОЭИП. Первоначальное расстояние этого измерительного устройства от лазера составляло ~ 9 м. Затем оно смещалось вдоль направления распространения пучка, и через каждые 150 мм производились измерения M^2 . Оказалось, что никаких заметных изменений M^2 по мере смещения измерительного устройства не наблюдалось. В табл. 18.8 приведены средние значения и стандартные отклонения результатов измерений параметров пучка. Во избежание влияния дифракции на результаты измерений рекомендуется выбирать размеры апертуры оптической системы измерительного устройства примерно в 1,5 раза большими ширины пучка.

Таблица 18.8. Средние значения и стандартные отклонения измеряемых параметров пучка CO₂-лазера

Параметры пучка	Ось X		Ось Y	
	Момент второго порядка	Острый край	Момент второго порядка	Острый край
Полуширина пучка, мм	4,2±0,4	3,9±0,3	4,4±0,5	4,3±0,5
Расстояние от лазера до перетяжки, м	3,7±0,4	3,3±0,5	3,1±0,3	3,2±0,3
M^2	2,3±0,2	2,3±0,2	2,5±0,1	2,5±0,1

18.4. Обеспечение единства измерений пространственно-энергетических параметров и характеристик лазерного излучения

В отличие от предыдущих глав этой части рассмотрение системы ОЕИ не предшествует описанию РСИ и технических измерений, поскольку таковая в принятом нами понимании (поверочная схема, эталоны, передача размеров единиц и т. д.) отсутствует как у нас, так и за рубежом.

Однако во ВНИИОФИ разработаны основы этой системы, частично материализованной в виде описываемых далее СИ.

18.4.1. Общие положения. При создании системы обеспечения единства измерений параметров и характеристик профиля пучка лазерного излучения приходится принимать во внимание как режим работы и тип лазера,

так и специфические особенности способа и аппаратуры измерения ширины, угла расходимости и показателя качества пучка.

Прежде всего необходимо учитывать специфику режима излучения лазерного устройства, так как он предопределяет выбор способа и средства измерений параметров профиля пучка. При измерениях в пучках непрерывного излучения можно использовать анализаторы последовательного (сканирующего) или параллельного (матричного) типа. При измерениях в пучках импульсного излучения используются, как правило, анализаторы параллельного типа.

В анализаторе последовательного типа излучение воспринимается одноэлементным ОЭИП. Калибровка такого измерительного канала, являющегося, по существу, РСИ мощности (энергии) лазерного излучения, производится в полном соответствии с методиками, описанными в гл. 17. Специфика заключена лишь в размерах чувствительной площадки ОЭИП, предназначенного для измерения интенсивности излучения, т. е. необходимо согласование поперечных размеров пучка и активной площади преобразователя.

В анализаторе параллельного типа в качестве ОЭИП используется линейка или матрица, состоящая из многих тысяч элементов. Поканальная калибровка поочередным зондированием каждого элемента в этом случае практически невозможна и приходится пользоваться либо пучком излучения с достаточно точно известным относительным распределением интенсивности в его поперечном сечении, либо эталонным средством измерений, у которого известны коэффициенты преобразования всех параллельных каналов ОЭИП. Однако для осуществления второго варианта необходимо предварительно произвести калибровку эталонного средства измерений, для чего, в свою очередь, требуется лазерное устройство с нормированным распределением интенсивности, лучше всего — равномерным.

Поэтому ознакомимся с возможными способами формирования пучка непрерывного или импульсного лазерного излучения с практически равномерным распределением мощности или энергии в его поперечном сечении.

Один из таких способов описан в [94]. Обычные оптические элементы, поставляемые на рынок различными фирмами, использованы для построения разных вариантов оптической системы, преобразующей гауссово распределение в пучке диаметром 3 мм в равномерное в пределах границ $1/e^2$. Математически преобразование описывается формулой

$$R = \sqrt{\frac{r_0^2}{2\sigma} \left[1 - \exp \left(-\frac{2r^2}{r_0^2} \right) \right]},$$

где r — радиус луча на входе оптической системы; R — положение соответствующего выходного луча; r_0 — радиус уровня $1/e^2$ гауссова пучка; σ — равномерная энергетическая освещенность внутри окружности радиусом r_0 .

Первоначально было решено использовать дублеты (+ −, − +) для выравнивания распределения плотности мощности в сечении пучка. Процесс выравнивания назовем для упрощения гомогенизацией. В дальнейшем они были с целью оптимизации заменены двумя триплетами, в результате чего, при длине волны излучения гелий-неонового лазера 0,6328 мкм, неравномерность распределения мощности в сечении пучка, расположенном на расстоянии 1 м от задней вершины последнего элемента во втором триплете, не превышала 2,6 % в радиусе $1/e^2$ и возрастала до 4 % на расстоянии 2 м.

Гомогенизаторами лазерного излучения могут служить интегрирующие сферы (ИС), а также фотометрические цилиндры (ФМЦ). Конструктивно ФМЦ выполнен в виде линзы из диффузнопропускающего стекла и цилиндра из диффузноотражающего стекла. Сравнительные экспериментальные исследования силы излучения ИС и ФМЦ выявили преимущества последнего. Например, ИС из молочного стекла МС-20 даже при оптимальном соотношении площадей ее внутренней поверхности и выходного окна обладает большим коэффициентом ослабления проходящего сквозь нее потока лазерного излучения (сфера диаметром порядка 150 мм имела коэффициент ослабления $\approx 100\text{--}120$, а ФМЦ с внутренним диаметром 25 мм и длиной 30 мм ослаблял тот же поток с длиной волны 1,06 мкм всего в 4 раза).

При измерениях параметров профиля пучка и калибровке соответствующих РСИ определенную роль играет точность определения геометрических размеров оптического тракта: расстояний, площадей отверстий диафрагм, угловых координат пучков и отклонений от оси распространения и пр. Однако применяемые для этой цели серийные отсчетные устройства с линейными и угловыми шкалами обладают вполне приемлемой точностью, практически не влияющей на точность определения параметров профиля пучка.

Для исследования неравномерности поля излучения на выходе ФМЦ была собрана измерительная установка (рис. 18.7). Источником излучения служил стабилизированный по мощности излучения одномодовый лазер ЛГ-38 с выходной мощностью ~ 35 мВт при диаметре пучка излучения 3 мм. Для за-

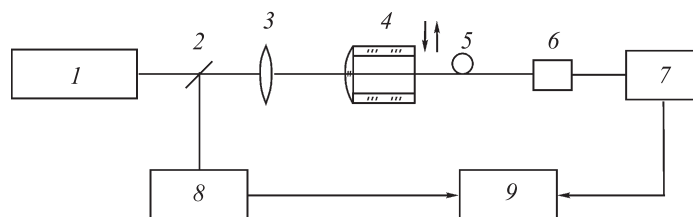


Рис. 18.7. Функциональная схема измерительной установки для исследования неравномерности поля излучения на выходе ФМЦ: 1 — лазер ЛГ-38 ($\lambda = 0,63$ мкм); 2 — делительная пластина; 3 — линза; 4 — исследуемый ФМЦ; 5 — световод; 6 — ОЭИП ФД-8 К; 7 — вольтметр Ф4830; 8 — контрольное средство измерений мощности лазерного излучения; 9 — цифropечатающее устройство

полнения всей апертуры ФМЦ в тракт вводились поочередно съёмные линзы с фокусными расстояниями $f' = 55$ мм и $f' = 60$ мм. Апертура выходного излучения гомогенизатора сканировалась с шагом 1 мм. Приемником излучения служил фотодиод ФД-8 К, излучение на который подавалось через световод с диаметром светопроводящей жилы 1,0 мм, сигнал с фотодиода поступал на вольтметр Ф4830. Были исследованы два ФМЦ с диаметрами 24 и 40 мм. При изменяющихся условиях облучения входной апертуры ФМЦ, при помощи линзы и сканирования световодом в его выходной плоскости, были получены результаты, указывающие на наличие «полки» в распределении энергии на площадке порядка 9–10 мм с приведенной погрешностью не хуже $\pm 1,0\%$. Было исследовано влияние угла поворота световода или фотодиода относительно выходной плоскости ФМЦ. Отклонения в пределах $10\text{--}12^\circ$ на результаты измерений не влияли. Полученные результаты измерений распре-

деления на входе и выходе ФМЦ удовлетворили требованиям, предъявляемым к источнику излучения описываемой далее поверочной установки для аттестации матричных СИ данного класса.

Наряду с описанными приемами гомогенизации пучка и выравнивания тем самым распределения интенсивности излучения в его поперечном сечении предпринимались попытки создания установок для калибровки СИ профиля пучка альтернативными способами (см. 18.1.8). Теоретически и экспериментально исследована [95] методика формирования френелевской дифракционной картины на широкой щели, образованной двумя параллельными острыми краями.

Полученная таким образом картина достаточно точно рассчитывается, причем внесение поправок на незначительную неоднородность распределения в сечении падающего на щель пучка, кривизну его фронта и конечные размеры сканирующей сформированный пучок щели или диафрагмы перед ОЭИП позволяют достичь погрешности калибровки СИ профиля, не превышающей 1 % [95].

18.4.2. Эталонное средство измерений относительного распределения плотности энергии в поперечном сечении пучка импульсного лазерного излучения. Как указывалось ранее, измерения относительного распределения плотности энергии (ОРПЭ) в поперечных сечениях потока излучения импульсных лазеров могут проводиться матричным методом различными многоканальными измерителями с цифровой регистрацией результатов измерений и обработкой их на ЭВМ.

При исследованиях структуры распределения плотности энергии в пучках лазерного излучения относительно малого диаметра (менее 20 мм) возникают определенные трудности. Они связаны с тем, что при обеспечении высокой пространственной разрешающей способности СИ, определяемой количеством и размерами приемных площадок, их взаимным расположением и т. п., из-за близкого расположения приемных площадок преобразователя, их взаимовлияние становится существенным и достигает 15–20 %. Это приводит к увеличению погрешности измерений.

Высокую пространственную разрешающую способность без дополнительного увеличения погрешности измерений можно обеспечить специально разработанным многоканальным матричным преобразователем [2, 96]. На его входе установлен приемный коллектор, изготовленный из сплошного световолоконного жгута, разветвленные концы которого отводят части измеряемой энергии излучения на дискретные измерительные преобразователи, например, на фотоэлектрические преобразователи. Высокочувствительное фотоэлектрическое СИ распределения плотности энергии (рис. 18.8) с широким динамическим диапазоном и сравнительно высокой точностью измерения состоит из матричного первичного измерительного преобразователя (МПИП), многоканального коммутатора МК, аналого-цифрового преобразователя АЦП, цифropечатающего устройства ЦПУ, блока управления БУ и блока питания БП. В свою очередь, МПИП состоит из световолоконного коллектора СК, блока ОЭИП ФП, интегрирующего устройства ИУ и аналогового запоминающего устройства АЗУ. СК предназначен для пространственного разделения падающего на него излучения и передачи его непосредственно на вход ФП.

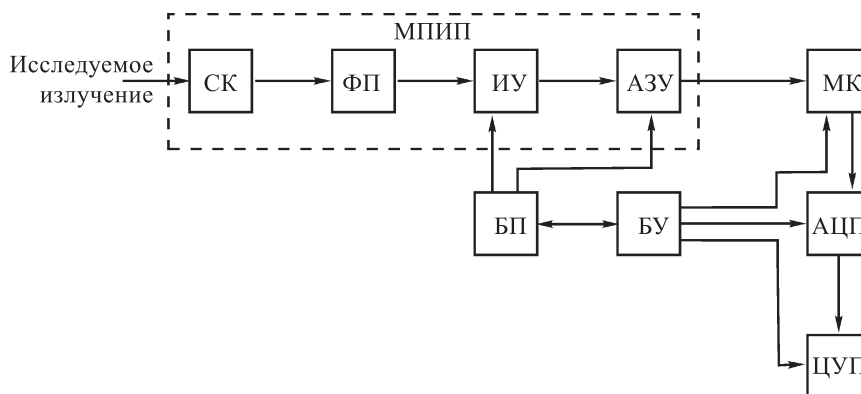


Рис. 18.8. Структурная схема фотоэлектрического СИ ОРПЭ

Применение СК позволяет расположить ФП, ИУ и АЗУ на таком расстоянии друг от друга, что взаимное влияние каналов МПИП по электрическим цепям практически отсутствует. Взаимное влияние каналов в результате проникновения рассеянного излучения в зоне входной части СК составляет не более 0,1–0,2 %. Измерения взаимного влияния СК проводились по схеме, приведенной на рис. 18.9, где 1 — излучатель; 2–4 — разветвленные концы СК; 5 — входной торец СК.

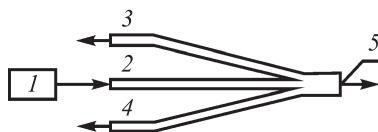


Рис. 18.9. Схема измерения взаимного влияния каналов

На вход одного из разветвленных концов СК 2 подавалось лазерное излучение от излучателя 1. Это излучение измерялось одновременно на входном торце 5 и поочередно на соседних разветвленных концах световодов 3 и 4. Измерения показали, что мощность излучения, проникшего в каналы 3 и 4, составляет не более 0,2 % мощности, прошедшей через световод 2. Спектральный диапазон СК находится в пределах 0,4–2,0 мкм. В блоке ФП применены серийно выпускаемые кремниевые фотодиоды ФД-8 К.

Фоточувствительная приемная поверхность этих фотодиодов равна 2 мм², а спектральная чувствительность лежит в диапазоне 0,5–1,1 мкм. Фотодиоды работают в фотовольтаическом режиме, при котором по сравнению с фотодиодным режимом температурный коэффициент чувствительности имеет меньшее значение, темновые токи отсутствуют, и не требуется применения источника напряжения обратного смещения, что позволяет существенно уменьшить массу и габаритные размеры МПИП. Влияние зонной характеристики фотодиодов уменьшалось установкой перед каждым из них рассеивающих фильтров, выполненных из молочного стекла МС-23.

На рис. 18.10 приведена упрощенная принципиальная схема одного из измерительных каналов. Остальные каналы идентичны. Фотодиод ФД используется как генератор тока, а интегрирующее устройство ИУ преобразует этот ток

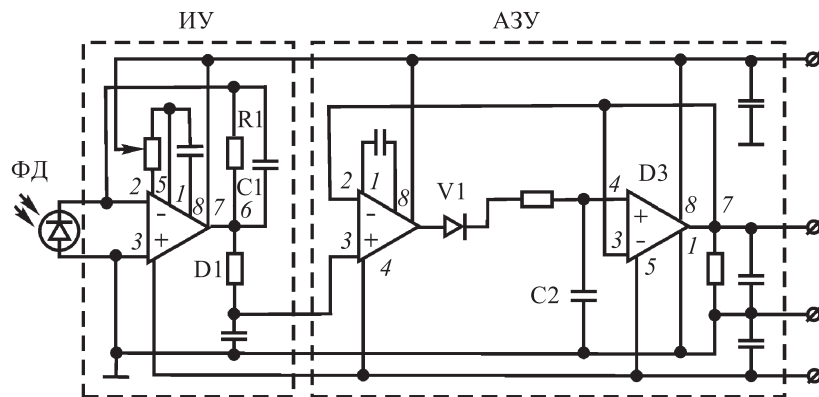


Рис. 18.10. Принципиальная схема измерительного канала

в напряжение, пропорциональное энергии импульса излучения. Нагрузкой ФД служит входное сопротивление широкополосного операционного усилителя, выполненного на микросхеме D1 типа К544УД2 А, в цепь обратной связи которого включены интегрирующий конденсатор C1 и резистор R1. Постоянная времени разряда интегратора составляет около 0,5 с.

Входное сопротивление операционного усилителя при замкнутой цепи обратной связи достаточно мало (меньше 10 Ом), что позволяет обеспечить линейность характеристики преобразования ФД при измерении энергии лазерного излучения в динамическом диапазоне не менее 120 отн. ед. ОРПЭ. Конденсатор C1, зарядившийся до напряжения, пропорционального энергии импульса измеряемого лазерного излучения, разряжается через резистор R1, в результате чего на выходе операционного усилителя D1 генерируется импульс положительной полярности длительностью около 0,9 с. Амплитуда выходного импульса в зависимости от сигнала ФД и значения C2 может линейно изменяться от 50 мВ до 6 В.

Импульс положительной полярности с выхода ИУ поступает на АЗУ (см. рис. 18.10). АЗУ выполнено на основе двух операционных усилителей D2, D3 и диодно-емкостного пикового детектора V1, C2. Отрицательная обратная связь в АЗУ обеспечивает единичный коэффициент усиления и тем самым компенсирует прямое падение напряжения на V1.

Операционный усилитель D2 формирует положительный импульс с длительностью переднего фронта не более 10 мс, который заряжает конденсатор C2 до амплитуды напряжения этого импульса. Для увеличения времени запоминания напряжения конденсатором C2 применен повторитель на операционном усилителе D3. Спад амплитуды импульса напряжения не превышает 150 мкВ/с. Амплитуды входного и выходного сигналов отличаются не более чем на $\pm 0,2\%$ в диапазоне от 10 мВ до 6 В.

Опрос запоминающих конденсаторов производится электромеханическим коммутатором МК с частотой 25 Гц. В качестве АЦП используется цифровой вольтметр Щ68003. Регистрация результатов измерений осуществляется с помощью печатающего устройства Щ68000 К. Блок БУ обеспечивает управление работой составных частей и СИ в целом. В БП применены источники питания Б5-7.

Исследование СИ производилось на специальной установке путем подачи на приемную поверхность МПИП излучения импульсного лазера, работающего на длине волны 1,06 мкм, с относительно равномерным полем распределения плотности энергии в его поперечном сечении. Равномерное распределение поля излучения устраняло разброс пропускания по каналам СК, а также разброс чувствительности отдельных фотодиодов за счет регулировки зазоров между выводами СК и фотодиодами. Неравномерность распределения плотности энергии излучения не превышала 1,5 %.

Описанное СИ имеет размер приемной площадки матричного преобразователя $16 \times 16 \text{ мм}^2$ и обеспечивает дискретизацию импульса излучения на 256 измерительных каналах при коэффициенте заполнения приемной поверхности, равном 100 %. Диапазон измеряемых плотностей относительного распределения энергии простирается от 0,01 до 1 отн. ед. при допустимой плотности энергии излучения $1,5 \text{ Дж/см}^2$, при длительностях импульсов излучения от 10^{-8} до 10^{-6} с в спектральном диапазоне 0,5–1,1 мкм. Пределы основной допускаемой погрешности СИ не превышают $\pm 12 \%$. Этим эталонным СИ ОРПЭ можно пользоваться при калибровке аналогичных по техническим и метрологическим параметрам СИ. Но для этого необходимо независимым методом выполнить путем косвенных измерений его метрологическую аттестацию, т. е. определить в пределах диапазона измерений относительную погрешность этого СИ. Метрологическая аттестация была выполнена на измерительной установке, описанной в следующем параграфе.

18.4.3. Измерительная установка для исследований и калибровки эталонного средства измерений относительного распределения плотности энергии. Анализ принципов определения точностных характеристик матричных СИ пространственно-энергетических распределений импульсного лазерного излучения позволяет заключить, что процедура их аттестации состоит из двух этапов. Первый этап — предварительный, на котором производится оценка коэффициентов преобразования измерительных каналов и находится погрешность СИ при определении ОРПЭ в заданной точке поля. Второй этап включает в себя комплексную аттестацию СИ на распределениях различных классов и позволяет учесть методическую составляющую погрешности, зависящую от формы ОРПЭ.

Ниже приведено подробное описание первого предварительного этапа аттестации СИ пространственно-энергетических характеристик с помощью разработанной в [97] измерительной установки для метрологической аттестации эталонного СИ ОРПЭ.

Структура установки в режиме предварительной аттестации матричного СИ приведена на рис. 18.11.

Принцип действия установки в режиме предварительной аттестации состоит в том, что на матричное СИ поступает равномерно распределенный по плотности энергии в поперечном сечении пучка лазерного излучения оптический сигнал. При помощи набора ослабителей определяются коэффициенты преобразования каналов в пределах динамического диапазона матричного СИ.

Установка состоит из лазера 2 ЛТИ-101, работающего на длине волны 1,06 мкм, электромеханического затвора 4, формирующего оптические импульсы с заданной длительностью, фотометрического цилиндра 7, преобразующего произвольное распределение плотности энергии излучения в равно-

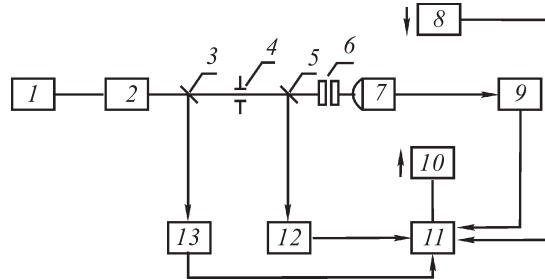


Рис. 18.11. Структурная схема измерительной установки: 1 — юстировочный лазер ЛГ52-22; 2 — лазер ЛТИ-101; 3, 5 — делительные пластины; 4 — электромеханический затвор; 6 — оптические ослабители; 7 — ФМЦ; 8, 12 — эталонные средства измерений энергии излучения; 9 — аттестуемое матричное СИ ОРПЭ; 10 — СИ мощности излучения со сканирующим устройством; 11 — ЭВМ; 13 — эталонное СИ мощности

мерное, эталонных средств измерений энергии, предназначенных для определения коэффициентов деления оптического тракта установки и контроля энергии излучения при проведении аттестации матричных СИ. Для подтверждения степени равномерности ОРПЭ в выходной плоскости ФМЦ 7 в состав установки включено средство измерений мощности лазерного излучения со сканирующим устройством 10.

В процессе определения степени равномерности ОРПЭ для контроля уровня мощности излучения используется эталонное средство измерений мощности. Обработка результатов измерений производится на ЭВМ 11 по специально разработанным программам. Принцип действия аттестуемого матричного фотоэлектрического СИ основан на геометрическом разделении падающего импульсного потока излучения на 256 равных частей, при помощи установленного перед фотоприемником специального световолоконного коллектора с апертурой приемной поверхности $16 \times 16 \text{ мм}^2$ и преобразовании измерительными каналами оптических импульсов в пропорциональные электрические сигналы, преобразовании электрических сигналов в цифровой код с записью результатов измерений на бумажной ленте цифropечатающего устройства [96].

Основными метрологическими характеристиками матричных СИ являются коэффициенты преобразования каналов, а также предел допускаемого значения основной относительной погрешности при измерении распределения в точке поля ($\Delta_{\text{СИ}}$). ОРПЭ, измеренное матричным СИ, можно представить в следующем виде:

$$E_{m,n} = \bar{u}_{m,n} / \bar{u}, \quad (18.50)$$

где m, n — число элементов матрицы в строке и столбце соответственно ($m = 1, \dots, 16; n = 1, \dots, 16$); $\bar{u}_{m,n} = u_{m,n} / \bar{\alpha}_{m,n}$; $\bar{u} = \max_{(m,n)} (\bar{u}_{m,n})$; $u_{m,n}$ —

значения сигнала, зарегистрированные матричным СИ при измерении распределения; $\bar{\alpha}_{m,n}$ — коэффициенты преобразования каналов матричного СИ.

Исходя из (18.50), а также из анализа работы матричного СИ, можно установить, что предел допускаемого значения основной относительной по-

грешности $\Delta_{\text{СИ}}$ определяется по формуле

$$\Delta_{\text{СИ}} = K \sqrt{2 \left[\sum_{i=1}^5 \sigma_i^2 + \frac{1}{3} \sum_{i=1}^5 \Theta_i^2 \right]}, \quad (18.51)$$

где K — коэффициент, зависящий от соотношения случайной и неисключенной систематической погрешности, определяемой в соответствии с ГОСТ 8.207-76; σ_i — среднее квадратическое отклонение (СКО) i -й случайной составляющей погрешности, %; Θ_j — границы интервала i -й погрешности, которая учитывается как неисключенная систематическая погрешность (НСП), %.

В формуле (18.51)

$$\sum_{(i)} \sigma_i^2 = \sigma_{\text{и}}^2 + \sigma_{\alpha}^2 + \sigma_{\text{ФМЦ}}^2 + \sigma_{\text{п}}^2,$$

где $\sigma_{\text{и}}$ — СКО случайной составляющей погрешности измерения поля «наихудшим» каналом матричного СИ, %; σ_{α} — СКО случайной составляющей погрешности измерения поля за счет погрешности определения коэффициента преобразования «наихудшего» канала матричного СИ, %; $\sigma_{\text{ФМЦ}}$ — погрешность установки ОРПЭ, выраженная в виде СКО, характеризующая неравномерность излучения, падающего на приемную поверхность матричного СИ, %; $\sigma_{\text{п}}$ — погрешность передачи размера единицы ОРПЭ, обусловленная погрешностью определения коэффициентов деления оптического тракта, %.

Далее

$$\sum_{(j)} \Theta_j^2 = \Theta_{\text{нп}}^2 + \Theta_{\text{в}}^2,$$

где $\Theta_{\text{нп}}$ — НСП основной погрешности матричного СИ, обусловленная зависимостью коэффициента преобразования «наихудшего» канала матричного СИ от уровня плотности энергии в канале, %; $\Theta_{\text{в}}$ — НСП основной погрешности матричного СИ, обусловленная взаимовлиянием каналов преобразователя матричного СИ при измерении распределения.

Процедура определения погрешности $\Theta_{\text{в}}$, составляющей 0,1–0,2 %, описана в [96].

Составляющие погрешности матричных СИ определяются в процессе метрологической аттестации, описание которой приведено ниже.

1. Определение составляющей погрешности $\sigma_{\text{п}}$ проводится по схеме, приведенной на рис. 18.12, и входит в процедуру подготовки установки к передаче размера единицы ОРПЭ.

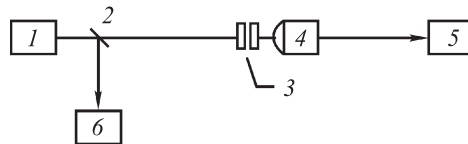


Рис. 18.12. Схема определения погрешности $\sigma_{\text{п}}$: 1 — лазер ОГМ-40 ($\lambda = 1,06$ мкм); 2 — делительная пластина; 3 — оптические ослабители; 4 — фотометрический цилиндр; 5, 6 — средства измерений энергии импульсного лазерного излучения ИФЦ-ЗМ

Меняя ослабители (светофильтры) в диапазоне изменения коэффициента пропускания 0,008–1,0, проводят пять синхронных измерений энергии P_1 и P_2 с помощью ИФЦ-ЗМ.

В результате измерений определяют средние значения коэффициентов деления оптического тракта установки, а также СКО средних значений по следующим формулам:

$$\bar{K}_d^{(N)} = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 K_i^{(N)}, \quad \sigma_d^{(N)} = \frac{1}{2\bar{K}_d^{(N)}} \sqrt{\frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 (K_i^{(N)} - \bar{K}_d^{(N)})^2},$$

где $\bar{K}_d^{(N)}$ — коэффициент деления оптического тракта, $K_i^{(N)} = P_{1i}/P_{2i}$; N — номер соответствующего ослабителя.

В качестве составляющей погрешности σ_n принимается величина, равная $\sigma_n = \max_{(N)}(\sigma_d^{(N)})$.

2. Определение составляющих погрешности σ_n и σ_α коэффициентов преобразования матричного СИ производится по схеме, приведенной на рис. 18.13.

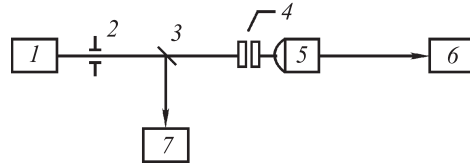


Рис. 18.13. Схема определения погрешностей σ_n и σ_α : 1 — лазер ЛТИ-101; 2 — электромагнитический затвор; 3 — оптический делитель; 4 — оптические ослабители; 5 — фотометрический цилиндр; 6 — матричное СИ; 7 — эталонное средство измерений энергии

Для каждого из установленных ослабителей осуществляется подача на матричное СИ k импульсов излучения, имеющих равномерное распределение по сечению пучка, и их регистрация по всем каналам.

Плотность энергии, падающей на матричное СИ, определяется по формуле

$$\varepsilon_j^{(N)} = \frac{\bar{K}_d^{(N)} P_{2j}^{(N)}}{S} \quad \text{при } j = 1, 2, \dots, \quad (18.52)$$

где N — номер соответствующего ослабителя; $P_{2j}^{(N)}$ — энергия излучения, регистрируемая ИФЦ-ЗМ; S — площадь приемной поверхности преобразователя матричного СИ.

Затем для каждого канала матричного СИ определяют коэффициенты преобразования по формуле

$$\alpha_{m,nj}^{(N)} = \frac{u_{m,nj}^{(N)}}{\varepsilon_j^{(N)}} \quad \text{при } m, n = 1, 2 \dots 16,$$

где $u_{m,nj}^{(N)}$ — показание регистрирующего прибора матричного СИ; $\varepsilon_j^{(N)}$ — плотность энергии, падающей на приемную поверхность матричного СИ, определяемая по (18.52).

Для каждой серии из k импульсов определяют средние значения и относительные СКО коэффициентов преобразования измерительных каналов по формулам

$$\begin{aligned}\bar{\alpha}_{m,n}^{(N)} &= \frac{1}{K} \sum_{j=1}^k \alpha_{m,n_j}^{(N)}, \\ \sigma_{\alpha_{m,n}}^{(N)} &= \frac{1}{\bar{\alpha}_{m,n}^{(N)}} x \sqrt{\frac{1}{K(K-1)} \sum_{j=1}^k \left(\alpha_{m,n_j}^{(N)} - \bar{\alpha}_{m,n}^{(N)} \right)^2},\end{aligned}\quad (18.53)$$

при $m, n = 1, 16$.

Из последней формулы определим составляющую погрешности σ_α в виде

$$\sigma_\alpha = \max_{(N,m,n)} \left\{ \sigma_{\alpha_{m,n}}^{(N)} \right\}.$$

Можно сказать, что между составляющими σ_α и $\sigma_{\text{и}}$ основной погрешности матричного СИ имеет место неравенство $\sigma_{\text{и}} \leq \sqrt{k} \sigma_\alpha$, в силу которого в дальнейшем заменим $\sigma_{\text{и}}$ его верхней границей, т. е. $\sqrt{k} \sigma_\alpha$.

В качестве коэффициентов преобразования каналов целесообразно принять следующие величины:

$$\bar{\alpha}_{m,n} = \frac{1}{P} \sum_{N=1}^P \bar{\alpha}_{m,n}^{(N)}, \quad (18.54)$$

где $\bar{\alpha}_{m,n}^{(N)}$ — определены по формуле (18.53).

Можно сказать, что СКО определения величины $\bar{\alpha}_{m,n}(\sigma_\alpha)$ соответствует неравенству $\sigma_{\bar{\alpha}} < \sqrt{\sigma_\alpha^2 + \sigma_n^2}$.

3. Значение НСП основной погрешности матричного СИ — $\Theta_{\text{нл}}$ определяется по формуле $\Theta_{\text{нл}} = \max' \{ \Theta_{m,n_{\text{нл}}} \}$, где

$$\Theta_{m,n_{\text{нл}}} = \frac{\bar{\alpha}_{m,n}^{(N_1)} - \bar{\alpha}_{m,n}^{(N_2)}}{2\bar{\alpha}_{m,n}},$$

при $m, n = 1, 2 \dots 16$. Здесь $\bar{\alpha}_{m,n}^{(N_1)}$ — наибольшее значение коэффициента преобразования канала, достигаемое с ослабителем N_1 ; $\bar{\alpha}_{m,n}^{(N_2)}$ — наименьшее значение коэффициента преобразования канала, достигаемое с ослабителем N_2 ; $\bar{\alpha}_{m,n}$ — среднее значение коэффициента преобразования, определяемое по (18.54).

Полученное значение погрешности матричного СИ — $\Delta_{\text{СИ}}$ соответствует определенному динамическому диапазону матричного СИ, который находится из соотношения $j = \varepsilon_{j \max}^{(N)} / \varepsilon_{j \min}^{(N)}$, где $\varepsilon_{j \max}^{(N)}$, $\varepsilon_{j \min}^{(N)}$ — соответственно, максимальное и минимальное значение плотности энергии, воспроизводимые установкой ОРПЭ и достигаемые с ослабителями N_1 и N_2 .

Значения плотностей энергий, падающих на приемную поверхность матричного СИ, позволяют установить такое значение плотности, при котором каналы матричного СИ будут работать в режиме, наиболее близком к ли-

нейному, а также позволяют определить абсолютный диапазон плотностей энергии, при котором работа СИ характеризуется найденной погрешностью $\Delta_{\text{СИ}}$.

Данная методика апробировалась во ВНИИОФИ при метрологической аттестации фотоэлектрического матричного СИ, описанного выше и в [96].

Приведем составляющие основной погрешности фотоэлектрического матричного СИ в процентах: $\sigma_{\alpha} = 0,41$; $\sigma_{\text{п}} = 1,12$; $\sigma_{\text{и}} = 1,6$; $\Theta_{\text{нл}} = 6,0$; $\Theta_{\text{в}} = 0,2$.

Суммирование составляющих погрешностей по (18.51) позволяет утверждать, что предел допускаемого значения основной относительной погрешности измерений матричным СИ составляет $\Delta_{\text{СИ}} \approx 12\%$ в диапазоне 0,008–1,0 относительных единиц ОРПЭ, в энергетическом диапазоне ($5 \cdot 10^{-4}$ – 10^{-1}) Дж при длительностях импульса излучения 10–100 нс и длине волны излучения 1,06 мкм.

Глава 19

ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В международном стандарте [98] ИСО регламентированы термины и определения, относящиеся к измерениям спектральных параметров и характеристик лазерного излучения, а также методы измерений и калибровки соответствующих СИ. В этом же документе описаны рекомендуемые критерии выбора дифракционного монохроматора и интерферометра Фабри–Перо. Рассмотрим подробно основные положения этого стандарта, дополнив их сведениями об измерениях длины волны и частоты лазерного излучения.

19.1. Общие сведения

Под измерением спектральных характеристик понимается количественное определение параметров, характеризующих спектр лазерного излучения. Устройства, предназначенные для регистрации спектров, называются спектрометрами. Спектрометры, построенные на многолучевых сканирующих интерферометрах, иногда называют спектроанализаторами [83].

Спектр излучения лазера образуется при взаимодействии излучения активной среды и оптического резонатора. Генерация возможна на тех частотах, где усиление активной среды превышает потери в резонаторе, т.е. выполняется условие достижения порога генерации. Ширина спектра выходного излучения лазера (ширина линии генерации), количество генерируемых типов колебаний, положение линии генерации на шкале длин волн определяются множеством факторов: уровнем и характером потерь резонатора, шириной контура усиления и коэффициентом усиления активной среды, положением участков спектра, где удастся получить достаточно большое усиление, частотным расстоянием между собственными типами колебаний оптического резонатора и абсолютной стабильностью их положения во времени и т.д. Естественная ширина каждой из генерируемых спектральных компонент ничтожно мала ($\delta\omega = 10^2\text{--}10^{-1}$ Гц) и определяется броуновским движением зеркал и спонтанным излучением активной среды.

Однако существует множество технических причин, вызывающих уширение линии генерации: вибрации, тепловые расширения резонатора, вариации показателя преломления активной среды и воздуха между зеркалами, акустические воздействия и т.п. Путем стабилизации условий работы лазера, использования методов автоматической подстройки частоты в газовых лазерах удастся получить очень узкую ($10^4\text{--}10^6$ Гц, а в отдельных случаях $10\text{--}10^2$ Гц) линию генерации.

Для твердотельных импульсных лазеров характерна многомодовая структура излучения, которая реализуется в большинстве режимов работы, хотя разработаны и эффективные методы селекции типов колебаний, позволяющие получить даже одночастотный режим генерации. Существенное влияние

на структуру спектра оказывает конкуренция между отдельными типами колебаний, обусловленная нелинейным взаимодействием электромагнитного поля с активной средой в резонаторе. При длительностях импульсов $\tau = 10^{-6}$ с, ширина спектральных линий, соответствующих отдельным типам колебаний, будет определяться длительностью импульса, т. е. не оптическим, а радиочастотным спектром. Это временное уширение спектра делает лишним спектральный анализ отдельных линий в спектре излучения импульсных лазеров при длительностях импульсов $\tau \ll 10^{-6}$ с.

При изменениях параметров твердотельных импульсных лазеров (температуры, добротности резонатора и др.) может происходить спонтанный сдвиг линии генерации, вызванный конкуренцией различных переходов. Например, может произойти изменение режима работы генератора от схемы с тремя уровнями к схеме с четырьмя уровнями. В некоторых лазерах может происходить одновременная генерация на нескольких длинах волн. В частности, в неодимовом лазере возможна генерация на трех полосах одновременно.

Наряду со спонтанным сдвигом длин волн генерации, вызванным неконтролируемым изменением параметров генератора, возможны режимы работы лазеров с принудительной перестройкой линии генерации. Кроме изменения положения полос генерации существенна конкуренция между типами колебаний в резонаторе лазера, приводящая как к появлению пиковой структуры импульса, так и к флуктуации спектральных характеристик внутри отдельных пиков.

В общем случае спектральные характеристики импульсных лазеров определяются как перестройкой грубой структуры (положения линии генерации), так и хаотической или регулярной перестройкой модовой структуры полос излучения, причем каждый режим генерации может вносить свою специфику в метод измерения спектральных характеристик излучения.

Таким образом, в задачи измерений спектральных характеристик лазерного излучения входят: определение числа одновременно генерируемых спектральных компонент, изучение их временной динамики, измерение ширины линии генерации — частотного интервала между точками контура спектральной линии лазерного излучения, соответствующими половине интенсивности линии в максимуме, измерение модового спектра (распределение интенсивности между типами колебаний, частотные интервалы в модовом спектре).

Эти измерения являются относительными измерениями в спектре, когда определяются положения и интенсивности спектральных компонент относительно друг друга, в отличие от абсолютных, при которых определяется положение генерируемой компоненты на шкале длин волн.

В твердотельных (ТТЛ) и полупроводниковых (ППЛ) лазерах относительная ширина линии генерации $\Delta\nu/\nu$ (где $\Delta\nu$ — ширина линии; ν — среднее значение частоты) обычно составляет 10^{-3} – 10^{-4} . Это позволяет использовать для спектральных измерений выпускаемые промышленностью призменные и дифракционные спектрометры.

В отдельных применениях, например, в лазерной спектроскопии с использованием спектральных средств и методов, относительную ширину линии импульсных лазеров удастся уменьшить до 10^{-5} – 10^{-6} . Такой спектр излу-

ния регистрируется, как правило, на фотопленке с помощью промышленных интерферометров Фабри–Перо.

Техника и методы измерений в обоих случаях хорошо отработаны и принципиально не отличаются от измерений спектров классических ламповых источников света.

В газовых лазерах (ГЛ) относительная ширина линии излучения порядка 10^{-6} – 10^{-7} . Параметры распространенных ГЛ, в том числе рабочая длина волны и максимальная ширина линий излучения, приведены в табл. 19.1. Высокая монохроматичность излучения ГЛ способствовала разработке новых СИ, основанных главным образом на многолучевых интерферометрах, и исследованию их характеристик для достижения высоких спектральных разрешений (10^{-7} – 10^{-8}).

Таблица 19.1. Характеристики распространенных газовых лазеров

Тип лазера	Активная среда	Длина волны излучения, мкм	Ширина линии излучения, МГц	Выходная мощность, Вт
Атомный	He-Ne	0,6328	1700	10^{-4} – 10^{-1}
		1,1523	920	10^{-3} – 10^{-2}
		3,3913	350	10^{-3} – 10^{-2}
Ионный	He-Cd	0,4416	2000	10^{-2} – $2 \cdot 10^{-1}$
	He-Ar	0,4880–0,5145	3500–9000	
Молекулярный	CO ₂ -N ₂ -He	9–11	50 (ширина одной полосы)	1 – 10^2

Стандартом [98] регламентированы методы и средства измерений спектрального распределения, максимальной и средней длин волн и ширины спектральной полосы.

19.2. Термины и определения

Спектральным распределением мощности (энергии) $P_\lambda(\lambda)$ ($Q_\lambda(\lambda)$) называется кривая (огibaющая) спектральной плотности в рабочем диапазоне длин волн, содержащем мощность (или энергию в случае импульсного лазера) пучка лазерного излучения. Суммарная мощность (энергия) распространяющегося излучения описывается формулами

$$P = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} P_\lambda(\lambda) d\lambda \quad \text{или} \quad Q = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} Q_\lambda(\lambda) d\lambda,$$

где пределы интегрирования $\lambda_{\min}$ и $\lambda_{\max}$ выбраны таким образом, чтобы вне их спектральная плотность составляла менее 1 % ее максимального значения.

Максимальной (пиковой) длиной волны λ_{pk} считается длина волны, при которой кривая спектральной плотности мощности (энергии) достигает максимума.

Средней длиной волны λ_m (моментом первого порядка) называется центр тяжести распределения спектральной плотности мощности (энергии):

$$\lambda_m = \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \lambda S(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} S(\lambda) d\lambda},$$

где $S(\lambda)$ является $P(\lambda)$ в случае излучения непрерывного лазера или $Q(\lambda)$ при импульсном излучении.

Спектральная ширина полосы $\Delta\lambda$ (момент второго порядка) описывается формулой

$$\Delta\lambda^2 = \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} (\lambda - \lambda_m)^2 S(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} S(\lambda) d\lambda},$$

причем для $S(\lambda)$ справедлива оговорка, сделанная при определении λ_m .

Полная спектральная ширина кривой распределения на полувысоте $\Delta\lambda_n$ представляет собой максимальную разность длин волн, при которых значения спектральной плотности в кривой распределения равнялись половине максимального значения.

Флуктуация, характеризующая дрейф максимальной длины волны $\Delta\lambda_{pk}$, описывается стандартным отклонением ряда последовательных значений λ_{pk} , зафиксированных в течение интервала наблюдения за дрейфом.

Флуктуация, характеризующая дрейф средней длины волны $\Delta\lambda_m$, описывается стандартным отклонением ряда последовательных значений λ_m , зафиксированных в течение интервала наблюдения за дрейфом.

Выбор метода и средства измерений зависит от типа лазера и спектральной ширины полосы $\Delta\lambda$ его выходного излучения. Поэтому вначале следует предварительно экспериментально оценить ситуацию, чтобы выбрать подходящее СИ в зависимости от спектрального диапазона, режима излучения (непрерывное или импульсное), а также кривой спектрального распределения, значений λ_{pk} , λ_m , и $\Delta\lambda$. Основным критерием при выборе СИ служит соответствие разрешающей способности прибора измеряемой спектральной ширине полосы.

19.3. Принцип предварительных измерений дифракционным спектрометром

Предварительные измерения можно выполнить дифракционным монохроматором средней величины с фокусным расстоянием порядка 30 см. Для любых типов лазеров и лазерных устройств пригоден одиночный прибор, но некоторые компоненты и вспомогательные устройства следует подбирать

с учетом области спектра, в которой расположено измеряемое лазерное излучение. В [98] рассмотрены две области спектра:

«оптическая», охватывающая ближний ИК, видимый и УФ поддиапазоны (длины волн $0,2 < \lambda < 1,5$ мкм);

«инфракрасная» (длины волн $1,5 < \lambda < 15$ мкм).

Основным элементом спектрометра служит монохроматор с вмонтированной в него дифракционной решеткой. Во всех случаях должна быть использована регулируемая по ширине входная щель. Расположенный за выходной щелью прибора ОЭИП должен иметь спектральную характеристику преобразования, соответствующую области спектра. Для «оптической» области предпочтителен многоканальный ОЭИП на основе ПЗС — линейки или матрицы. Эффективная спектральная ширина полосы $\Delta\lambda_i$ спектрометра на полувысоте от максимума должна составлять:

— менее 0,2 нм в «оптической» области;

— менее 2 нм в «инфракрасной» области.

Остановимся подробнее на критериях выбора дифракционного монохроматора и вспомогательных устройств [98]. Для монохроматора с отражательной дифракционной решеткой справедливо соотношение

$$\sin i_1 + \sin i_2 = kN\lambda,$$

где k — порядок дифракции; N — количество штрихов на единицу длины; λ — длина волны излучения в тех же единицах длины.

В большинстве случаев угол падения i_1 близок к углу дифракции i_2 , т. е.

$$2 \sin i = kN\lambda.$$

Теоретическая разрешающая способность дифракционной решетки по отношению к k -му порядку дифракции равна

$$R_{tk} = kN\lambda,$$

где L — поперечный размер решетки в направлении, перпендикулярном ее штрихам.

Практическая разрешающая способность дифракционной решетки зависит не только от ее параметров, но и от механических и оптических характеристик прибора в целом, а также от рабочего спектрального диапазона. Ухудшение разрешающей способности по отношению к ее теоретическому пределу описывается коэффициентом качества $Q = Q_1 Q_2$, где Q_1 — дефекты геометрических параметров решетки, а Q_2 — локальные дефекты ее оптической поверхности и оптической системы построения и регистрации изображения. Так что практическая разрешающая способность

$$R_{pk} = Q_1 Q_2 k R_{t1},$$

где k — порядок дифракции; R_{t1} — теоретическая разрешающая способность в первом порядке.

Чувствительность к оптическим aberrациям зависит от диафрагменного числа монохроматора F/L , где F — фокусное расстояние коллиматора. С учетом отношения F/L , для Q_1 можно записать:

$$Q_1 = 1, \text{ при } F/L > 10;$$

$$Q_1 = 0,7, \text{ при } 4 < F/L < 10;$$

$$Q_1 = 0,5, \text{ при } F/L < 4.$$

Чувствительность к влиянию дефектов поверхностей оптических элементов зависит от спектрального диапазона и для Q_2 можно записать:

$$Q_2 = 0,9, \text{ при } \lambda > 0,7 \text{ мкм};$$

$$Q_2 = 0,5, \text{ при } 0,4 < \lambda < 0,7 \text{ мкм};$$

$$Q_2 = 0,33, \text{ при } \lambda < 0,4 \text{ мкм}.$$

Примечание: Приведенные выражения для разрешающей способности получены в предположении, что ширины входной и выходной щелей монохроматора (или размер элемента ПЗС-матрицы) могут быть сделаны малыми вплоть до ограничивающего их дифракционного предела $\lambda F/L \cos i$. Это с трудом достижимо в коротковолновой области спектра. Кроме того, ПЗС-матрица иногда размещается за увеличивающей монохроматическое изображение оптической системой. Все эти эффекты могут быть учтены коэффициентом качества Q_2 .

Монохроматор с голографической решеткой. Световая отдача голографических дифракционных решеток приблизительно постоянна (от 30 до 50 %) в первом дифракционном порядке $k = 1$. Поэтому спектральный диапазон монохроматора с такой решеткой ограничен лишь пределами, от $i_{\min}$ до $i_{\max}$, углов поворота основания, на котором она смонтирована. Тогда $\lambda_{\min} < \lambda < \lambda_{\max}$, где $N\lambda_{\min} = 2 \sin i_{\min}$ и $N\lambda_{\max} = 2 \sin i_{\max}$.

Монохроматор с отражательной рельефно-фазовой решеткой. Угол отражения i_b штриховых решеток зависит от угла наклона штрихов относительно поверхности подложки. Угол i_b соответствует углу падения излучения, при котором дифракционная эффективность в первом порядке достигает максимума. Применительно к монохроматору речь идет о длине волны λ_b , при которой нормальная работа прибора характеризуется максимальной эффективностью:

$$2 \sin i_b = N\lambda_b.$$

В сертификатах производителей монохроматоров приводятся обычно такие типичные соотношения между эффективностью S и длиной волны λ :

$$S = 0,5, \text{ при } \lambda = (2/3)\lambda_b \text{ и } \lambda = (3/2)\lambda_b;$$

$$S = 0,9, \text{ при } \lambda = \lambda_b.$$

Более того, отражательная рельефно-фазовая дифракционная решетка может быть использована и для работы с высшими порядками дифракции. Зависимость дифракционной эффективности от угла остается неизменной, поэтому оптимума она достигает при длине волны λ_b/k . Практическая разрешающая способность оказывается равной $R_{pk} = kQK_{t1} = kQNL$.

Практически реализуемые спектральные диапазоны существуют и для монохроматоров со штриховыми решетками, но они зависят от выбора порядка дифракции:

$$kN\lambda_{\min} = 2 \sin i_{\min} \quad \text{и} \quad kN\lambda_{\max} = 2 \sin i_{\max}.$$

Очевидно, что качество спектральных измерений зависит от правильности выбора монохроматора. В свою очередь, выбор типа прибора диктуется задаваемыми точностью определения длины волны лазерного излучения и разрешающей способностью монохроматора, гарантирующей измерение спектральной ширины полосы. Погрешность определения длины волны имеет составляющие, порождаемые неточностями отсчетов по шкале длин волн и позиционирования решетки. Первая из этих составляющих минимизируется при

калибровке монохроматора, а вторая обычно оценивается значением $\Delta\lambda_i/6$ и зависит от практической разрешающей способности прибора.

Для калибровки монохроматоров стандартом [98] рекомендованы несколько эталонных излучателей, в том числе криптоновые и кадмиевые лампы, переходы и длины волн которых представлены в табл. 19.2–19.3.

Таблица 19.2. Спектральные линии излучения криптоновых ламп

Переходы	Длины волн
2p10–5d5	605 780 210,30 фм
2p8–5d4	645 807,20 пм
2p8–5d4	642 280,06 пм
1s3–3p10	565 112,86 пм
1s1–3p8	450 361,62 пм

Таблица 19.3. Спектральные линии излучения кадмиевых ламп

Переходы	Длины волн
5 ¹ P1–6 ¹ D2	644 024,80 пм
5 ³ P3–6 ¹ S1	508 723,79 пм
5 ³ P1–6 ³ S1	480 125,21 пм
5 ³ P0–6 ³ S1	7 945,81 пм

После выбора и калибровки монохроматора можно приступать непосредственно к предварительным измерениям спектра лазерного излучения. Каждый из используемых при измерении оптических компонентов (линзы, зеркала, оптические волокна) должен быть либо неселективен в данном спектральном диапазоне, либо его спектральная характеристика должна быть достаточно точно сертифицирована. Соответственно, их возможная реакция на состояние поляризации пучка либо не должна зависеть от длины волны в диапазоне измерений, либо необходимо знать характеризующие эти элементы матрицы Мюллера. Более того, поскольку такие приборы, как дифракционные монохроматоры и многие типы ОЭИП поляризационночувствительны, весь оптический тракт измерительной установки следует подвергнуть калибровке перед каждым измерением, чтобы определить поляризационную зависимость спектральной чувствительности. Однако для узкополосных лазерных пучков этой зависимостью часто можно пренебречь, считая поляризационно-плоской характеристику преобразования монохроматора в весьма ограниченной полосе частот.

При измерениях спектральных параметров обычных (коммерческих) лазеров, не предъявляется жестких требований к условиям измерений, выполняемых, как правило, в лаборатории с сухим воздухом при нормальной температуре $(20 \pm 2)^\circ\text{C}$. В случае спектральных измерений пучков с высокой и сверхвысокой степенью монохроматичности излучения часто приходится ужесточать требования к параметрам окружающей среды. Кроме того, стан-

дарт [98] распространяется на лазерные пучки, спектральные параметры которых одинаковы во всех точках поперечного сечения.

Методика выполнения измерений состоит в следующем. Измеряемый пучок лазерного излучения или часть его, ответвленная оптическим делителем, направляется оптической системой на входную щель монохроматора. Относительное отверстие объектива и светосила прибора должны быть выбраны с расчетом предельно достижимой облучаемой площади дифракционной решетки. Для этого обычно требуется фокусировка пучка. Следует также предварительно оценить плотность мощности (энергии) на краях щели во избежание ее порчи и даже разрушения.

Затем следует произвести юстировку прибора и с помощью «узкополосного» лазера (например, гелий-неонового с длиной волны 632,8 нм) проконтролировать эффективную ширину полосы $\Delta\lambda_i$ монохроматора.

В случае использования одноканального ОЭИП за выходной щелью монохроматора спектр прошедшего сквозь него измеряемого пучка сканируется вращением основания, на котором закреплена дифракционная решетка. При этом через равные интервалы времени регистрируются значения выходных сигналов ОЭИП, а соответствующие интервалы («шаги») по шкале длин волн монохроматора не должны превышать $(1/3)\Delta\lambda_i$. В случае применения ОЭИП на основе ПЗС-линейки или матрицы одновременно регистрируются значения выходных сигналов всех ее элементов.

В обоих случаях динамический диапазон (рабочий диапазон преобразования) одноканального или многоканального ОЭИП должен охватывать как минимум 2 декады.

Описанная методика выполнения измерений дифракционным монохроматором позволяет зарегистрировать спектральную плотность распределения мощности $P_\lambda(\lambda)$ или энергии $Q_\lambda(\lambda)$ лазерного излучения. Далее следует произвести обработку полученных результатов в таком порядке:

- зафиксировать в полученном распределении точку, где $\lambda = \lambda_{pk}$, а затем по обе стороны от нее найти по одной точке (это легко сделать при одномодовом распределении), где спектральная плотность равна половине ее максимального значения, после чего определить $\Delta\lambda_n$; если количество таких точек больше двух, определить $\Delta\lambda_n$ не представляется возможным в силу возникшей неоднозначности;

- вычислить моменты первого λ_m и второго $\Delta\lambda$ порядков измеренной функции распределения спектральной плотности;

- занести полученные данные в протокол результатов измерений;

- сравнить полученное значение $\Delta\lambda$ с шириной полосы пропускания $\Delta\lambda_i$ спектрометра; если $\Delta\lambda > 3\Delta\lambda_i$, то на этом измерения можно прекратить; если $3\Delta\lambda_i < \Delta\lambda < 10\lambda_i$, то в протокол следует занести скорректированное значение спектральной ширины полосы измеряемого излучения, $\Delta\lambda_c = \sqrt{(\Delta\lambda)^2 - (\Delta\lambda_i)^2}$, или же полученное путем выполнения операции деконволюции, т. е. обращения свертки; если же $\Delta\lambda < 3\Delta\lambda_i$, то необходимо использовать СИ с более высокой разрешающей способностью, чем у дифракционного монохроматора.

19.4. Принцип измерений спектральной плотности мощности (энергии) лазерного излучения спектрометром с высокой разрешающей способностью

Будем считать [98], что при соотношении $\Delta\lambda < 10^{-3}\lambda$ лазерное излучение может обладать хорошей, высокой или сверхвысокой степенью монохроматичности. Это означает, что чем выше степень монохроматичности, тем спектрально «чище» излучение, т. е. тем уже его спектральная ширина полосы.

Выбор подходящего СИ требует учета нескольких факторов, а именно:

- ожидаемой степени спектральной «чистоты»;
- режима излучения (непрерывный или импульсный); во втором случае следует принимать во внимание длительность импульса τ_n ;
- спектральных параметров измеряемого излучения: длины волны и формы кривой спектрального распределения, включая ее ширину.

В табл. 19.4 приведены четыре градации степени монохроматичности пучка в зависимости от диапазона отношений $\Delta\lambda/\lambda$.

Т а б л и ц а 19.4. Градации степени монохроматичности в зависимости от $\Delta\lambda/\lambda$

Диапазон значений $\Delta\lambda/\lambda$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} < 10^{-8}$	$10^{-8} < \frac{\Delta\lambda}{\lambda} < 10^{-5}$	$10^{-5} < \frac{\Delta\lambda}{\lambda} < 10^{-3}$	$10^{-3} < \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$
Степень монохроматичности	Сверх-высокая	Высокая	Хорошая	Низкая

Если лазерное излучение имеет низкую степень монохроматичности, то можно ограничиться описанными в 19.3 предварительными измерениями спектральных параметров и характеристик в непрерывном или импульсном режимах при длинах волн, не превышающих 15 мкм.

Выбор надлежащего СИ в трех остальных случаях рекомендовано [98] производить в соответствии с табл. 19.5.

В табл. 19.5 приняты следующие обозначения:

- FSR — область дисперсии интерферометра Фабри–Перо в волновых числах;
- c — скорость света;
- L — разность оптических путей в двухлучевом интерферометре.

Следует также учитывать, что дифракционный спектрометр высокого разрешения имеет практическую разрешающую способность $R_{pk} = \lambda/\Delta\lambda_i$ в пределах от 10^5 до 10^6 . Для измерений спектральных характеристик импульсных лазеров при достаточно большой τ_n можно использовать лишь интерферометры.

Более подробные сведения о дифракционных спектрометрах интересующиеся могут почерпнуть в [20], а об интерферометрах — в [99].

Измерения при хорошей степени монохроматичности. Как следует из табл. 19.5, в большинстве случаев задача измерений λ и $\Delta\lambda$ успешно решается дифракционным спектрометром высокого разрешения. В ситуациях, когда этот прибор не годится, следует использовать сканирующий или твердотельный интерферометр Фабри–Перо (ИФП). Обе разновидности ИФП (вторая часто именуется эталоном Фабри–Перо) пригодны для измерения формы распределения спектральной плотности излучения непрерывных и импульсных

Таблица 19.5. Рекомендации по выбору спектрометров высокого разрешения

Степень монохроматичности	Хорошая	Высокая	Сверхвысокая
Измеряется λ	Дифракционный спектрометр высокого разрешения для непрерывных и импульсных лазеров	Интерферометры Майкельсона, Маха–Цандера или Физо и калиброванный источник для непрерывных и импульсных лазеров ($\tau_n > 10L/c$)	Гетеродинная методика
Измеряется $\Delta\lambda$	Дифракционный спектрометр высокого разрешения для непрерывных и импульсных лазеров или сканирующий или твердотельный интерферометр Фабри–Перо для непрерывных и импульсных лазеров ($\tau_n > 100/(c \cdot FSR)$)	Сканирующий интерферометр Фабри–Перо для непрерывных и импульсных лазеров ($\tau_n > 100/(c \cdot FSR)$)	Гомодинная или гетеродинная методика

лазеров с хорошей степенью монохроматичности, а сканирующий ИФП — и с высокой степенью монохроматичности. Рассмотрим ряд рекомендаций по выбору ИФП.

Основной характеристикой ИФП служит область дисперсии, выражаемая в волновых числах (см^{-1}) и равная $1/2nD$, где n — показатель преломления оптической среды, а D — расстояние в сантиметрах между зеркалами с высоким коэффициентом отражения. Пересчет из пространства волновых чисел σ в пространство длин волн λ ($\sigma = 1/\lambda$) осуществляется по формулам

$$P_\sigma(\sigma) = \lambda^2 P_\lambda(\lambda), \quad \text{или} \quad Q_\sigma(\sigma) = \lambda^2 Q_\lambda(\lambda).$$

В частности, для большинства практически важных случаев справедливо соотношение $\Delta\lambda = \lambda^2 \Delta\sigma$.

Вторым важным параметром ИФП является его острота настройки F , связанная с коэффициентом отражения зеркал R соотношением

$$F = \pi \frac{\sqrt{R}}{1-R}.$$

Ширина резонансной кривой $\delta\sigma = (FSR)/F$, а разрешающая способность ИФП равна

$$\frac{\sigma}{\delta\sigma} = \frac{2nD}{\lambda} \frac{\pi\sqrt{R}}{(1-R)}.$$

Как область дисперсии, так и острота настройки ИФП должны обеспечивать анализ профиля распределения спектральной плотности, т. е.

$$FSR > 3\Delta\sigma u \Delta\sigma > \frac{10(FSR)}{F}.$$

Очевидно, что этим условиям могут удовлетворять только интерферометры с весьма высокой остротой настройки. Именно это обстоятельство является

ограничением возможностей использования ИФП при спектральных измерениях излучения импульсных лазеров. Отсюда возникает условие

$$\tau_n > 100T,$$

где $T = 2nD/c$.

Сканирование резонансов в ИФП может осуществляться либо пропусканием сухого воздуха или нейтрального газа в оптическом резонаторе интерферометра (сканирование показателя преломления n), либо смещением зеркал, т.е. изменением расстояния D с помощью, например, пьезоэлектрического актуатора.

Приведенные сведения позволяют сделать три вывода:

— при сверхкоротких длительностях измеряемого лазерного излучения можно пользоваться лишь спектрометром;

— использование сканирующего ИФП предпочтительно в режиме непрерывного излучения; коллимированный пучок пропускается сквозь ИФП, сканирование которого осуществляется одним из двух только что описанных способов; прошедшее сквозь ИФП излучение воспринимается ОЭИП; для регистрации усредненного спектрального профиля диапазон сканирования должен перекрывать не менее $10 FSR$;

— использование твердотельного ИФП предпочтительно в режиме импульсного излучения; перед пропусканием пучка сквозь ИФП его необходимо оптической системой преобразовать из коллимированного в расходящийся, при этом на установленном за эталоном экране будет наблюдаться интерференционная картина из колец; измерения этого распределения осуществляются с помощью ПЗС-камеры, в поле зрения которой должна попадать центральная часть интерференционной картины; выбор параметров измерительной установки в целом должен обеспечить согласование размеров одного элемента ОЭИП с ожидаемой разрешающей способностью ИФП.

Измерения при высокой степени монохроматичности. Как следует из табл. 19.5, задача измерений λ успешно решается фазочувствительным методом с использованием интерферометров Физо, Маха–Цандера и Майкельсона. При этом особое внимание следует обращать на минимизацию механических и тепловых воздействий окружающей среды или, по крайней мере, их стабилизацию.

Интерферометр Майкельсона эффективен при измерениях как λ_{pk} , так и профиля спектрального распределения главным образом непрерывных лазеров. Хотя разрешающая способность этого интерферометра обратно пропорциональна перемещению подвижного зеркала, она может быть увеличена переходом на измерение дробной доли интерференционной полосы.

При измерениях длины волны лазерного излучения в интерферометр необходимо ввести как коллимированный пучок измеряемого лазера, так и пучок излучения «опорного» (референтного) лазера с известной λ . Благодаря этому в двух плечах прибора распространяются два волновых фронта, формирующие на выходе интерференционную картину. Тогда длина волны λ_i измеряемого излучения определяется методом счета интерференционных полос в процессе перемещения подвижного зеркала:

$$\lambda_i = \lambda_r \frac{N_r}{N_t},$$

где λ_r — длина волны референтного лазера; N_r — число полос излучения с λ_r ; N_i — число полос излучения с λ_i .

Точность измерений увеличивается по мере возрастания числа полос, т. е. при движении зеркала.

Для измерения профиля спектрального распределения интерферометром Майкельсона необходимо зарегистрировать всю интерферограмму, т. е. зависимость распределения интенсивности прошедшего в зону интерференции излучения от смещения подвижного зеркала, после чего компьютером выполнить ее фурье-преобразование.

Методика измерений интерферометром Маха–Цандера аналогична только что описанной применительно к интерферометру Майкельсона.

Полезным может оказаться использование и интерферометра Физо (оптического клина). Еще более предпочтительно каскадное соединение нескольких интерферометров Физо с правильно подобранными углами клиньев и длинами оснований. Такое «цепочечное» соединение позволяет измерять длину волны с погрешностью 10^{-8} мкм как в непрерывном, так и в импульсном режимах.

С учетом рекомендаций по выбору ИФП их также можно использовать для измерений профиля спектрального распределения лазерного излучения с высокой степенью монохроматичности (табл. 19.5).

Измерения при сверхвысокой степени монохроматичности. Как следует из табл. 19.5, в данном случае можно использовать лишь гомодинную или гетеродинную методики измерений, основанные на смешении оптических сигналов.

Гомодинная методика с самозапаздыванием предпочтительна при измерении спектральной ширины полосы лазерного излучения в видимом и ближнем и среднем ИК диапазонах спектра. Лазер, излучение которого подлежит исследованию, сочленяется с оптическим волокном, расщепляемым с помощью соединителя на две ветви. Это позволяет ввести временное запаздывание, сокращающее временную корреляцию пучков излучения в ветвях, порождаемых одним и тем же лазером. По выходе из волокон оба пучка смешиваются, образуя тон биений. Спектральная ширина полосы измеряется непосредственно радиочастотным спектроанализатором. Разрешающая способность при использовании этой методики обратно пропорциональна длине оптического волокна, используемого в оптической линии задержки.

Гетеродинная методика позволяет проводить измерения спектральных характеристик непрерывных и импульсных лазеров, но при этом необходим референтный лазер, от качества которого зависит достоверность получаемых результатов.

Для измерения профиля спектрального распределения или длины волны коллимированный пучок исследуемого излучения смешивается с пучком излучения референтного лазера, результатом чего является возникновение тона биений. Профиль спектрального распределения (в области оптических частот) или разность оптических частот непосредственно определяется по огибающей тона биений с помощью радиочастотного спектроанализатора. Тогда измеряемая длина волны вычисляется по формуле

$$\lambda = \frac{c}{\nu_r \pm \delta\nu},$$

где c — скорость света; ν — оптическая частота излучения референтного лазера; $\delta\nu$ — частота тона биений.

В табл. 19.6 приведены параметры референтных лазеров.

Т а б л и ц а 19.6. Параметры референтных лазеров

Тип лазера	Переход	Частота	Длина волны
CO ₂	OsO ₄	29 096 274 952,30 кГц	10 303 465 254,300 фм
He-Ne	CH ₄ n ₃ P(7)F ₂ ⁽²⁾	88 376 181 600,18 кГц	3 392 231 397,327 фм
Laser diode	⁸⁵ Rb, ₅ D _{5/2} – ₅ S _{3/2} F=5←F=3, 2-photon	385 285 142 378,00 кГц	778 105 421,220 фм
Dye	⁴⁰ Ca p ¹ – ¹ S _O ; Dm _m = 0	55 986 240 494,15 кГц	657 459 439,292 фм
He-Ne	127 _{128–5, P(10)}	468 218 332,40 МГц	640 283 468,700 фм
He-Ne	127 _{1211–5, R(127)}	473 612 214 705,00 кГц	632 991 398,220 фм
He-Ne	127 _{129–2, R(47)}	489 880 354,90 МГц	611 970 770,000 фм
He-Ne	127 _{1217–1, P(62)}	520 206 808,40 МГц	575 294 760,400 фм
He-Ne	127 _{1226–0, R(12)}	551 579 482,96 МГц	543 516 33,100 фм
Nd:YAG	127 _{1232–0, R(56)}	563 260 223,48 МГц	532 245 036,140 фм
Ar	127 _{1243–0, P(13)}	582 490 603,37 МГц	514 673 466,400 фм
Dye	H, 1S-2S, 2-photon	1 233 030 706 593,70 кГц	243 134 624,626 фм

Следующей существенной характеристикой степени монохроматичности лазерного излучения является спектральная стабильность. Чем меньше временной дрейф максимальной и средней длин волн, тем выше спектральная стабильность. Оценка спектральной стабильности производится по результатам серии последовательных $N = 10$ и более измерений, выполняемых через равные интервалы времени t_k . Выбор t_k зависит от предъявляемых требований: если интересна средневременная стабильность, то $t_k = 15$ мин, а если долговременная, то 1 ч или более. Каждая серия от 1 до N измерений обозначается индексом k . Результаты измерений λ_m и λ_{pk} и заносятся в протокол. Сначала вычисляются средние арифметические значения $\bar{\lambda}_m$ и $\bar{\lambda}_{pk}$, а затем стандартные отклонения, характеризующие временные флуктуации:

$$\Delta\lambda_m = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_k (\lambda_m(k) - \bar{\lambda}_m)^2};$$

$$\Delta\lambda_{pk} = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_k (\lambda_{pk}(k) - \bar{\lambda}_{pk})^2}.$$

Полученные значения стандартных отклонений необходимо сравнить со спектральной шириной полосы. Если удвоенные значения стандартных от-

клонений не менее чем в 10 раз меньше спектральной ширины полосы, то спектральная стабильность излучения считается очень хорошей.

Таким образом, стандартом [98] регламентированы принципы спектральных измерений и рекомендованы соответствующие типы СИ. Вместе с тем, представляют несомненный интерес методики и схемы измерительной аппаратуры, реализующие эти принципы. Описанию методик и средств измерений длин волн и частот лазерного излучения посвящен следующий параграф настоящей главы.

19.5. Методика и аппаратура измерений длины волны лазерного излучения ¹⁾

19.5.1. Общие сведения. В предыдущих параграфах этой главы наряду со стандартизованными основными терминами и определениями в области измерений спектральных параметров и характеристик лазерного излучения подробно рассмотрены принципы, методика и аппаратура спектрально-частотной лазерометрии применительно к измерениям главным образом спектрального распределения мощности (энергии) и спектральной ширины полосы. Методика и аппаратура измерений длин волн (частот) лазерного излучения не описывались.

Вместе с тем, измерения длин волн лазеров необходимы для их эффективного использования в метрологии и измерительной технике, спектроскопии, разделении изотопов, фотохимии, охране окружающей среды, уточнения значений фундаментальных физических констант (скорости света, постоянной Ридберга). В лазерной спектроскопии, например, измерение длин волн требуется для определения положения спектральных линий, в фотохимии и разделении изотопов — для избирательного возбуждения определенного сорта атомов и молекул, в метрологии — для использования стабилизированных по частоте лазеров в качестве новых более совершенных эталонов единицы длины [83].

С появлением стабильных по частоте лазеров стали развиваться два направления в измерениях длин волн: абсолютные и относительные (рис. 19.1). Под абсолютным понимается непосредственное сравнение длины волны лазерного излучения с одной или несколькими юридически узаконенными стандартными длинами волн ламповых источников (обычно с оранжевой линией 0,605 мкм криптона-86), под относительным — сравнение длин волн стабилизированных по частоте лазеров. Иногда для достижения необходимой точности абсолютные измерения комбинируются с относительными.

Основными методами измерений лазерных длин волн являются интерференционные, в наиболее точных из них для интерполяции дробной доли интерференционного порядка используют оптическое гетеродинирование. Гетеродинные методы для измерений длин волн применяются редко, так как они позволяют сравнивать длины волн лазеров близких спектральных диапазонов, отличающихся по частоте на десятки и сотни мегагерц. Это обусловлено недостаточно высоким быстродействием приемников оптического излучения [83].

¹⁾ Основу этого параграфа составила написанная д.т.н. А. К. Тороповым и д.т.н. В. С. Соловьевым гл. 4 в книге [83].



Рис. 19.1. Классификация методов измерения длин волн лазера

Гетеродинные методы незаменимы для изучения стабильности и воспроизводимости частот лазеров, в том числе отличающихся конструкцией и технологией изготовления. Это имеет огромное значение в установлении новых лазерных эталонов единиц длин волн.

К СИ длин волн в зависимости от решаемой задачи предъявляются различные требования. Так, допустимая погрешность измерений колеблется в очень широких пределах — от 10^{-4} до 10^{-10} – 10^{-11} мкм. Например, для ряда атмосферных лидарных исследований достаточно знать длину волны генерируемого излучения с погрешностью 10^{-4} мкм, для большинства спектроскопических задач — 10^{-6} – 10^{-7} мкм, а для исследования и установления новых эталонов единиц длин волн и частот, фундаментальных исследований требования к точности измерений намного выше.

При работе с высокостабильными лазерами непрерывного действия быстроедействие измерительной аппаратуры не имеет какого-либо значения, тогда как при измерениях длин волн импульсных лазеров, особенно при свипировании частоты в течение импульса генерации, это условие становится решающим. Что касается требований к спектральному диапазону СИ длин волн, то найдены способы управления длиной волны генерации различных типов

лазеров (газовых, твердотельных, полупроводниковых, параметрических генераторов света, на растворах органических соединений и т. п.), позволяющие получать генерацию в практически любой точке спектра — от ультрафиолетовых до субмиллиметровых волн.

Наиболее разработанными являются СИ длин волн стабилизированных газовых и импульсных твердотельных лазеров.

Остановимся более подробно на общих сведениях, касающихся измерений частоты лазерного излучения и ее нестабильности. Частотные характеристики линии излучения лазера, учитывая специфику диапазона генерации, можно определить несколькими параметрами.

Абсолютное значение частоты — значение частоты, измеренное сличением с принятым эталоном единиц времени и частоты.

Абсолютная нестабильность частоты — нестабильность частоты излучения по сравнению с эталоном единицы частоты является мерой систематических уходов.

Относительная нестабильность частоты — определяется путем измерения каким-либо образом флуктуаций частоты излучения. Она является мерой случайных отклонений. Обычно в зависимости от условий применения лазеров пользуются тремя разновидностями относительной нестабильности частоты.

1. Кратковременная относительная нестабильность

$$S_{\nu\kappa} = \Delta\nu(\tau)/\bar{\nu}, \quad \text{при } \tau < \tau_0,$$

где $\bar{\nu}$ — среднее значение частоты; $\Delta\nu(\tau)$ отклонение частоты излучения от среднего значения за некоторое время усреднения или время измерения τ ; при измерениях кратковременной нестабильности частоты выбирают такое τ , чтобы оно наилучшим образом позволило определить ширину линии излучения.

2. Долговременная относительная нестабильность

$$S_{\nu\text{д}} = \Delta\nu(\tau)/\bar{\nu}, \quad \text{при } \tau \gg \tau_0,$$

характеризует частоту генератора при длительной работе или его старение.

3. Относительная воспроизводимость,

$$S_{\text{в}} = \Delta\nu/\nu,$$

характеризует поведение частоты излучения при повторных включениях или переюстировках генератора. В этом случае $\Delta\nu$ есть стандартное отклонение, характеризующее результаты относительных измерений при многократных испытаниях генераторов.

Очень часто для нахождения параметров, определяющих частотные характеристики излучения, используется спектральная плотность флуктуаций частоты. Связь между характеристиками во временной и частотной областях определяется соотношением, которое в зависимости от методов обработки сигналов может быть различным. При анализе сигналов во временной области эта связь имеет вид

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{\bar{\nu}^2} \int_0^\infty S_{\Delta\nu}(f) \frac{2 \sin^4(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} df,$$

где $S_{\Delta\nu}(f)$ — спектральная плотность флуктуаций частоты.

При анализе сигналов в частотной области, исходя из общего выражения,

$$\sigma_y^2(\tau) = \int_0^{\infty} S_{\Delta\nu}(f) |H(f)|^2 df,$$

подбирают должным образом фильтр, полоса которого соответствует $H(f)$.

Разработанные и разрабатываемые СИ частоты и частотных характеристик лазерного излучения предназначены для нахождения численных значений параметров, определения которых были здесь даны. Требования, которые предъявляются к СИ частотных характеристик лазеров, определяются следующими особенностями диапазона генерации и параметров флуктуаций:

- 1) большим абсолютным значением частот излучения (10^{11} – 10^{15}) Гц;
- 2) большими флуктуациями частоты (10^2 – 10^6) Гц;
- 3) широким спектром флуктуаций частоты (0– 10^6) Гц;
- 4) возможностью перестройки частоты в диапазоне 10^9 Гц и более.

Исходя из особенностей лазерного излучения, можно определить возможные СИ частотных параметров и их диапазоны:

- 1) СИ абсолютного значения частоты излучения (10^{11} – 10^{15}) Гц;
- 2) СИ относительной нестабильности частоты излучения (10^{-6} – 10^{-15});
- 3) СИ воспроизводимости частоты излучения (10^{-6} – 10^{-14});

Характерные времена измерения составляют от 10^{-4} до 10^3 с.

В настоящее время отсутствуют методы, которые позволили бы создать СИ, способные охватить все перечисленные диапазоны измерений. Поэтому на практике создают СИ на узкие диапазоны или даже на дискретные точки частотного диапазона в зависимости от примененного метода преобразования (интерференционного или гетеродинного).

Приведенные выше определения параметров, а также пределы их изменения удовлетворяют общему случаю, когда спектр излучения лазера может включать ряд составляющих, количество которых и относительное положение на оси частот определяются шириной линии усиления, длиной резонатора, наличием в последнем селектирующих устройств. В этом случае, когда говорят о частоте излучения и о ее нестабильности, подразумевают частоту ν_{pk} , соответствующую максимуму огибающей спектра излучения, и нестабильность $\Delta\nu_{pk}$ положения этого максимума. Характерная для многомодовых лазеров ширина спектра излучения (10^6 – 10^{10}) Гц позволяет применить для определения $\nu_m(\lambda_m)$ обычные методы оптической спектроскопии или в необходимых случаях (например, для импульсных лазеров) модифицировать их.

Более интересный и важный с метрологической точки зрения вопрос измерения частотных характеристик отдельных спектральных составляющих излучения лазеров возник в связи с широким распространением одночастотных лазеров, и особенно одночастотных стабилизированных и перестраиваемых лазеров (измерительных генераторов непрерывного действия). Поэтому чаще всего речь идет в первую очередь об измерении частоты и частотных характеристик именно таких лазеров.

Приведенные значения измеряемых параметров определяют необходимость дифференцированного подхода к выбору метода измерения в том или ином диапазоне, метода обработки результатов и, наконец, технических средств в зависимости от диапазонов измерений. Требования, предъявляемые к погрешностям измерений, могут быть различными: при измерении частотных характеристик высокостабильных лазеров — 5–10 %, при работе с менее стабильными лазерами — 15–20 %. Погрешности определяются также диапазоном флуктуаций и законом их распределения и в ряде случаев могут достигать (при больших частотных диапазонах флуктуаций) 30–40 %.

Пределы измерений также могут изменяться в зависимости от того, для каких целей применяется тот или иной лазер. Например, на уровне рабочих средств необходимы СИ относительной нестабильности частоты 10^{-7} – 10^{-9} для лазеров, применяемых в интерферометрии, и 10^{-8} – 10^{-10} для лазеров, применяемых в системах связи и локации. Более точные СИ требуются в спектроскопии высокой разрешающей силы и в ряде других применений.

Приборы для измерения частотных характеристик излучения лазеров могут создаваться на базе различных измерительных преобразователей (интерференционных или гетеродинных) в зависимости от диапазона частот, необходимых пределов измерений и требуемых погрешностей.

19.5.2. Измерения длин волн методом многолучевой интерферометрии. Принцип измерений. Измерение длины волны с помощью интерферометра Фабри–Перо производится методом сравнения длины волны с расстоянием между отражающими поверхностями зеркал, выражаемым через единицу длины — метр. Уравнение измерения имеет вид

$$2D = (p + \varepsilon + \delta)\lambda, \quad (19.1)$$

где D — длина интерферометра; p — целое число полуволн оптического излучения, укладывающееся в длине интерферометра (порядок интерференции); ε — дробная часть интерференционного порядка; δ — скачок фазы для длины волны λ при отражении от поверхности зеркала.

Поскольку $\delta = f(\lambda)$, то точные измерения проводятся с двумя интерферометрами различных длин или с одним интерферометром с изменяемой длиной и в вычислении λ используется «разностная» длина. Тогда при применении одинаковых зеркал δ исключается из уравнения резонанса, т. е.

$$\begin{aligned} 2D_1 &= (p_1 + \varepsilon_1 + \delta)\lambda, & 2D_2 &= (p_2 + \varepsilon_2 + \delta)\lambda, \\ 2(D_2 - D_1) &= [(p_2 + \varepsilon_2) - (p_1 + \varepsilon_1)]\lambda. \end{aligned} \quad (19.2)$$

Таким образом, для нахождения неизвестной длины волны λ_x с использованием уравнений (19.1), (19.2) необходимо определить с помощью источников с известными длинами волн значение D или $D_2 - D_1$, а далее, предварительно зная λ_x с определенной точностью, найти p или $p_2 - p_1$ и затем дробную долю интерференционного порядка ε или $\varepsilon_2 - \varepsilon_1$.

Определение целого интерференционного порядка в измерениях представляет наиболее сложную их часть.

Так как в определении D участвует известная (эталонная) длина волны λ_ε , то, записав аналогично (19.1) два уравнения (δ для упрощения записей не

будем принимать в расчет),

$$2D = (p_{\text{э}} + \varepsilon_{\text{э}})\lambda_{\text{э}}, \quad 2D = (p_x + \varepsilon_x)\lambda_x,$$

получим отношение сравниваемых длин волн:

$$\frac{\lambda_{\text{э}}}{\lambda_x} = \frac{p_x + \varepsilon_x}{p_{\text{э}} + \varepsilon_{\text{э}}}.$$

Для определения значения p_x измеряемой длины волны необходимо знать априори с относительной погрешностью $\delta\lambda_x/\lambda_x \leq (0,1 - 0,3)\lambda_x/2D$. Такую точность измерений получают с помощью предварительных измерений на менее точной спектральной аппаратуре. Часто используют методику последовательных уточнений λ_x с помощью нескольких интерферометров (или одного с различными разделителями), длины которых возрастают в геометрической прогрессии.

19.5.3. Измерения длин волн газовых лазеров методом двухлучевой интерферометрии. Статический метод. Принцип измерения длин волн с помощью статических двухлучевых интерферометров не отличается от описанного метода с использованием интерферометра Фабри–Перо. Здесь также нужно измерить дробную часть порядка интерференции (фазу сигнала интерференции, имеющего косинусоидальное распределение интенсивности) и определить целое число порядков интерференции. Для задания разности хода обычно используется какая-либо мера длины — концевая или штриховая.

На рис. 19.2 показана схема типовой установки с интерферометром Майкельсона для абсолютного измерения длины волны $\lambda_x = 10,6$ мкм CO_2 -лазера.

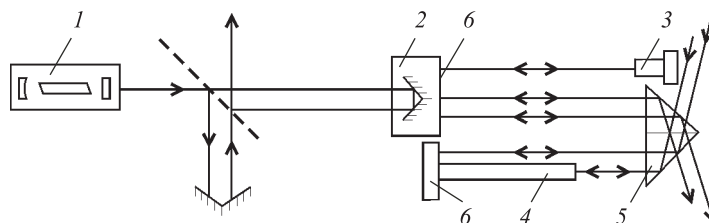


Рис. 19.2. Статический двухлучевой интерферометр для измерения длины волны 10,6 мкм: 1 — исследуемый лазер; 2 — подвижная каретка; 3 — автоколлиматор; 4 — мера длины; 5 — призма Кестерса; 6, 7 — зеркала

Левая часть интерференционной схемы — интерферометр ИК-излучения, правая — интерферометр Кестерса, работающий в видимом диапазоне. Разность хода задается мерой длины 4 в виде стального и кварцевого эталонов длиной 147 и 651 мм, соответственно. Погрешность аттестации эталонов $1 \cdot 10^{-7}$ мкм. В процессе измерений плоскость зеркала 6 совмещается поочередно с плоскостью зеркала 7 и свободной торцевой поверхностью эталона 4. Точность совмещения контролировалась интерферометром Кестерса 5. Автоколлиматор 3 использовался для юстировки зеркала 6. Во время измерений производилось сканирование уголкового отражателя, закрепленного на подвижной каретке 2, в пределах нескольких полос ИК-излучения, синусоидальный сигнал с ИК-интерферометра подавался на осциллограф, что позволяло визуально отсчи-

тывать дробную часть порядка интерференции с погрешностью до десятых долей полосы. Предельная погрешность измерения длин волн $\sim 10,6$ мкм не превышала $1 \cdot 10^{-6}$ мкм и определялась точностью измерения дробной части порядка интерференции для $\lambda_x = 10,6$ мкм.

Для задания разности хода удобно применять лазерный интерферометр перемещений. На рис. 19.3 приведена схема установки для измерения длины волны 0,44 мкм He-Cd-лазера с использованием двух лазерных интерферометров 2, 3 типа интерферометра Майкельсона, измеряющих перемещение одного объекта — подвижной каретки 4. В одном из них источником излучения служил He-Ne-лазер 7, стабилизированный по провалу Лэмба, с аттестованным значением длины волны $\lambda_s = 0,63$ мкм. Во втором интерферометре использовался He-Cd-лазер 8, стабилизированный подобным же образом, с неизвест-

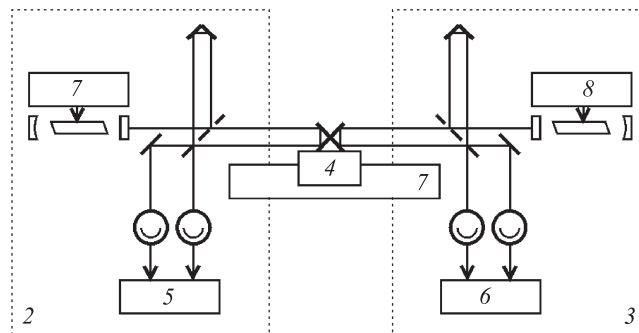


Рис. 19.3. Схема установки измерения длины волны лазера с интерферометром перемещений: 1 — направляющая движения; 2, 3 — лазерные интерферометры на 0,63 и 0,44 мкм; 4 — подвижная каретка с двумя отражателями; 5, 6 — реверсивные счетчики полос; 7, 8 — блоки стабилизации частоты эталонного и исследуемого лазеров

ным значением длины волны. Схема обладает тем преимуществом, что счет полос в обоих интерферометрах может быть начат и закончен при любых произвольных положениях каретки. Измерения производились в воздухе при вводе в счетные устройства значений показателей преломления для нормального воздуха, давления и температуры. В результате измерений получено значение $\lambda_{x \text{ вак}} = 0,4415697 \pm 0,000001$ мкм. Погрешность полученного результата определяется точностью измерений длины лазерными интерферометрами.

Максимальная точность в статических устройствах достигается использованием методов компенсации для определения дробных частей порядка интерференции. Известно, что в устройствах с такой компенсацией можно получить очень высокую чувствительность $\sim 10^{-4}$ интерференционной полосы. Точность же интерполяции снижается из-за погрешностей калибровки компенсатора. При сведении последних к минимуму удастся достичь погрешности измерений не более 10^{-8} мкм. В физико-техническом институте г. Брауншвейга (ФРГ) в интерферометре типа Кестерса использование статического метода измерений, с модуляционным фиксированием совпадения полос и компенсацией смещения полос давлением воздуха, линейность и масштаб калибровки позволяет производить отсчет дробной части интерференционного порядка с погрешностью порядка 0,001 при разности хода в интерферометре 1 м.

Результаты международных сличений длин волн стабилизированных лазеров показывают, что систематическая погрешность измерений на лучших двухлучевых установках может быть уменьшена до $5 \cdot 10^{-9}$ мкм, а невоспроизводимость измерений находится на уровне 10^{-9} мкм.

Динамический метод счета интерференционных полос. Принцип измерения этим методом заключается в следующем. При перемещении подвижного зеркала интерферометра интенсивность светового сигнала в плоскости регистрации изменяется по закону

$$J = J_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi \Delta}{\lambda} \right) = J_0 (1 + \cos 2\pi f t),$$

где $\Delta = 2d$ — разность хода интерферирующих лучей (d — перемещение зеркала); f — частота модуляции монохроматического излучения; t — время.

Следовательно, отношение длин волн можно записать в виде

$$\frac{\lambda_{\text{э}}}{\lambda_x} = \frac{f_x}{f_{\text{э}}} = \frac{f_x t}{f_{\text{э}} t} = \frac{p_x}{p_{\text{э}}},$$

где p — число интерференционных полос, зафиксированное фотоприемником за время измерения.

Таким образом, измерение отношения длин волн лазеров сводится к измерению отношения частот модуляции светового сигнала или отношения чисел интерференционных полос, подсчитанных за определенное время.

Применение метода привлекательно прежде всего возможностью полной автоматизации процесса измерения и быстротой получения информации. При непрерывном динамическом счете полос не требуется остановка в начале и в конце счета для определения фазы полосы в этих точках, скорость изменения разности хода можно выбрать такой, чтобы уменьшить влияние механических вибраций, флуктуационных помех, шумов и т. п. При непрерывном движении подвижного зеркала отпадает необходимость в реверсивном счете полос и связанном с этим усложнении измерительной установки. При создании установок такого типа необходимо обеспечить равномерность движения подвижного зеркала, что позволяет использовать узкополосные усилители и обеспечить тем самым высокое отношение сигнал/шум (С/Ш) на входе схем счета интерференционных полос.

Интерферометры с динамическим счетом полос могут быть созданы для широкого спектрального диапазона.

На рис. 19.4. показана структурная схема установки, предназначенной для сравнения длин волн лазеров, работающих в диапазоне 0,4–4 мкм. Излучения эталонного 1 и исследуемого 2 лазеров, расширенные с помощью коллиматоров 3, 4, зеркалами 31 и 32, совмещаются в пространстве и направляются в интерферометр типа Майкельсона, состоящий из светоделителя 33 и подвижного уголкового отражателя 34. Интерферирующие световые пучки направляются на ОЭИП 5, 6, один из которых воспринимает видимое, а другой — ИК-излучение. Электрические сигналы с ОЭИП поступают в блок формирования и счета интерференционных полос 7. Счет полос осуществлялся стандартными счетчиками импульсов типа Ф-588 после преобразования фотоэлектрического сигнала от интерференционной полосы специальным блоком формирования импульсов. Время измерения составляло ~ 3 мин.

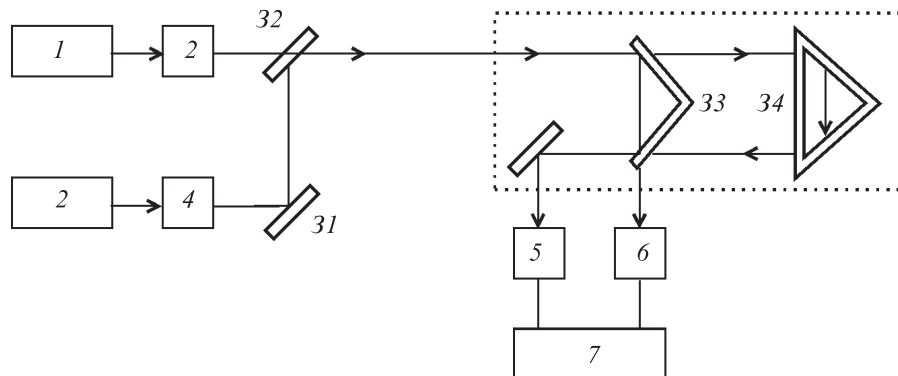


Рис. 19.4. Схема установки с динамическим счетом интерференционных полос: 1 — эталонный лазер; 2 — лазер с измеряемой длиной волны; 3, 4 — коллиматоры; 5, 6 — ОЭИП соответственно для видимого и ИК-излучения; 7 — блок счета интерференционных полос; 31, 32, 35 — поворотные зеркала; 34 — подвижный уголкового отражатель; 33 — светоделитель

При сравнении длин волн видимого и ИК диапазонов наиболее хорошо зарекомендовал себя способ счета полос между достаточно удаленными положениями совпадения их фаз с заранее устанавливаемой точностью, определяемой параметрами схемы совпадений и ошибками порогов срабатывания устройств формирования счетных импульсов. На описанной установке сравнивались длины волн лазеров 0,63 мкм, стабилизированных по линии поглощения неона — 20, и 3,39 мкм, стабилизированного по линии поглощения метана. Длина волны последнего была принята в качестве эталонной, которой на основании международных рекомендаций приписано значение $3,39223140 \pm 0,00000001$ мкм. В результате измерений получено значение длины волны 0,63299149 мкм с доверительным интервалом случайной составляющей погрешности $\pm 3 \cdot 10^{-8}$ мкм при вероятности 0,95. Систематическая составляющая погрешности полученного результата оценивалась сравнением его с результатом измерения этой же длины волны 0,632991498 + + 0,000000003 мкм, выполненного на установке с многолучевым интерферометром.

Приведенные погрешности измерений свидетельствуют о высоких метрологических характеристиках, достигаемых в двухлучевых интерферометрах с динамическим счетом интерференционных полос, при оперативном получении результата измерений. Метрологическую аттестацию и поверку подобных установок можно производить, измеряя длину волны 0,63 мкм лазера, стабилизированного по линии насыщенного поглощения в йоде, длина волны которого принята в качестве вторичной эталонной.

На примере этой установки проанализируем систематические погрешности сравнения лазерных длин волн, присущие двухлучевым интерферометрам.

Одним из источников систематической погрешности измерения отношения длин волн $\eta = \lambda_x / \lambda_s$, возникающей даже в идеально отъюстированной оптической схеме интерферометра (рис. 19.3), является дифракционная погрешность. Другая группа погрешностей возникает за счет неточной юстировки оптической схемы интерферометра и неполного совмещения осей пучков

сравниваемых лазеров. В зависимости от характера перестройки оптической схемы при измерениях погрешности юстировки могут быть случайными или систематическими. Наиболее простая форма выражения для дифракционной погрешности измерения отношений лазерных длин волн выглядит следующим образом:

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{\Delta\lambda_x}{\lambda_x} - \frac{\Delta\lambda_s}{\lambda_s} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\lambda_x}{b_x} - \frac{\lambda_s}{b_s} \right), \quad (19.3)$$

где b — конфокальный параметр лазерного пучка. Это выражение может быть записано в эквивалентной форме:

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{1}{4\pi^2} \left[\left(\frac{\lambda_x}{\omega_{cx}} \right)^2 - \left(\frac{\lambda_s}{\omega_{0s}} \right)^2 \right], \quad (19.4)$$

где ω_0 — радиус лазерного пучка в перетяжке.

Введя угол расходимости гауссова пучка (k — волновое число) $\vartheta = \lambda/2\pi\omega_0 = 1/k\omega_0$, получаем

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \vartheta_x^2 - \vartheta_s^2. \quad (19.5)$$

Выражения (19.3)–(19.5) показывают возможность уменьшения дифракционной погрешности рациональным выбором степени коллимации лазерных пучков перед вводом их в интерферометр. Кроме того, измеряя с достаточной точностью параметры лазерных пучков (в частности, радиусов пучков), дифракционную погрешность можно вычислить и ввести в результат измерения в качестве поправки аналогично тому, как это делается при измерениях на многолучевых интерферометрах. Дифракционная погрешность в описываемой установке для $\lambda_x = 0,63$ мкм и $\lambda_s = 3,39$ мкм была оценена по (19.4) и равнялась $5 \cdot 10^{-9}$.

Оценим погрешности юстировки. Рассмотрим случай, когда направления распространения пучков сравниваемых лазеров лежат в плоскости, перпендикулярной ребру светоделителя и проходящей через вершину отражателя, и составляют углы α_x и α_s с линией, соединяющей вершину подвижного отражателя с точкой пересечения этой плоскостью ребра светоделителя. В предположении, что за время измерения α_x и α_s , а также направление движения отражателя не изменяются, получим

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = -0,5(\alpha_x^2 - \alpha_s^2) = -\alpha\vartheta, \quad (19.6)$$

где $\alpha = 0,5(\alpha_x + \alpha_s)$; $\vartheta = \alpha_x - \alpha_s$.

В общем случае направления пучков сравниваемых лазеров имеют составляющие, параллельные ребру разделителя. Соответствующая погрешность сравнения длин волн находится аналогично (19.6) и равна $\Delta\eta/\eta \approx -2(\beta_x^2 - \beta_s^2)$, где β — угол наклона освещающего интерферометр лазерного излучения относительно ребра разделителя.

Погрешности юстировки зависят от выбранных методов юстировки и применяемой контрольной аппаратуры (например, для контроля за совмещением осей диаграмм направленности излучения и т. п.) Обычно относительная сум-

марная погрешность юстировки оптической схемы интерферометра составляет $\sim 10^{-7}$. Варьированием степени юстировки интерферометра и лазерных пучков от измерения к измерению эту систематическую погрешность можно рандомизировать — перевести в разряд случайных. Таким приемом в описанной выше установке систематическую погрешность измерений удалось уменьшить в 7 раз.

19.5.4. Измерения длин волн излучения импульсных лазеров.

Измерения длин волн излучения импульсных лазеров, в отличие от измерений длин волн высокостабилизированных газовых лазеров непрерывного действия, производятся, как правило, с большей погрешностью (10^{-4} – 10^{-6}), что обусловлено шириной линии их генерации и областями применений.

Из-за малой длительности импульсов генерации и невозможности осуществления какого-либо сканирования в спектральных приборах необходима регистрация пространственной спектральной картины (спектра разложения или пространственной интерференционной картины).

При измерениях с погрешностью порядка (10^{-3} – 10^{-5}) обычно используют стандартную аппаратуру — спектрографы (или монохроматоры). Регистрацию спектра лазера производят в большинстве случаев фотографическим методом и затем сравнивают полученный спектр со спектром источника, излучающего стандартные длины волн (линии железа и т. п.), в качестве которых обычно используют рубиновый лазер и лазер на стекле с неодимом. Регистрация, измерения и обработка спектрограмм в этих случаях производятся хорошо отработанными классическими приемами.

Иногда целесообразно создавать специализированные простые спектрометры, предназначенные для определения типа импульсных лазеров. Так, например, в США для исследований спектров генерации CO_2 -, N_2O -, CO -, HF - и DF -лазеров выпускались специальные спектрографы с дифракционными решетками. Один из этой группы приборов — анализатор спектра (модель 16 А) — имел разрешение 0,03 мкм в спектральном диапазоне 9,1–11,6 мкм. Измерения производились визуальным наблюдением вспышек от излучения лазера на графитовом экране, установленном в плоскости регистрации спектра. Прибор мог быть использован для работы с лазером непрерывного действия, для чего графитовый экран заменялся термочувствительным, работающим по принципу теплового тушения люминесценции.

При применении высокоразрешающих спектрографов и тщательном эксперименте возможны измерения длин волн импульсных лазеров с относительной погрешностью до $3 \cdot 10^{-6}$.

Когда измеряется относительно небольшое смещение рабочей длины волны внутри области генерации, и требуемая точность измерений мала, возможно применение косвенных методов измерений. Например, поскольку область смещения длины волны 0,694 мкм находится в пределах кривой изменения интенсивности люминесценции рубина, можно снять градуировочную характеристику, представляющую зависимость длины волны от отношения интенсивностей двух приемных рубиновых элементов, термостатированных при разных температурах.

Следует остановиться на измерениях длин волн в лазерной спектроскопии, где описанные выше измерительные схемы часто оказываются непригодными. От измерительной аппаратуры здесь требуется оперативное слежение за изме-

няющимся значением длины волны перестраиваемого лазера, автоматический съем измерительной информации интерференционной картины, обработка этой информации электронно-вычислительными устройствами и выдача результата измерений в цифровом виде. Для удовлетворения этим требованиям необходимо использовать современные средства оптоэлектроники (скоростные фотографические камеры, оптические кодирующие устройства, волоконно-оптические диссекторы, телевизионные устройства, матрицы фотодиодов и т. п.) и электронно-вычислительной техники.

В качестве типичного примера скоростной регистрации спектра импульсного лазера с ИФП можно привести установку для измерений значений длин волн лазера, работающего в пиковом режиме генерации (ширина пика 0,001 нм). СИ длин волн являлось составной частью лазерного спектрометра для скоростной спектроскопии атмосферных газов. Измерения проводились на интерферометре типа ИТ-51-30 сравнением с аттестованной длиной волны стабилизированного по провалу Лэмба лазера с $\lambda = 0,63$ мкм. Предварительное определение длины волны генерации рубинового лазера 0,694 мкм с погрешностью 0,01 нм производилось по шкале перестройки лазера, предварительно проградуированной по спектрографу. Фотографическая регистрация колец равного наклона интерферометра производилась скоростной фотокамерой СФР-Л. Для ускорения процесса обработки интерферограмм были построены графики зависимостей дробной доли порядка интерференции от диаметров первых двух колец. Абсолютная погрешность измерений длин волн отдельных пиков составляла $5 \cdot 10^{-4}$ нм.

В приборах для регистрации интерферограммы применяются ЭОП и видиконы. К недостаткам ЭОП в данном применении следует отнести относительно небольшой размер изображения, невозможность кодирования и передачи информации на расстояние, а также принципиально худшее, чем у видиконов, отношение C/Π .

Основные факторы, влияющие на погрешность измерений с использованием указанных оптоэлектронных устройств, — нестабильность питающих напряжений и малая разрешающая способность. Первая погрешность может быть сведена к минимуму. Применение ЭОП и видиконов с большими экранами позволяет реализовать разрешающую способность на рабочем участке экрана порядка 50 лин./мм, чего вполне достаточно для обеспечения погрешности измерений $\sim 10^{-6}$.

Система автоматической регистрации интерференционной картины колец равного наклона, использующая считывание картины с видикона при помощи телевизионной развертки, предназначена для измерения с погрешностью $\pm 0,01$ нм длины волны $(694,3 \pm 0,5)$ нм рубинового лазера с модулированной добротностью. С помощью цилиндрической оптики интерференционные кольца интерферометра Фабри–Перо трансформируются в линии, образуемые в плоскости экрана приемной телевизионной трубки — видикона. Линейный размер каждого кольца считывается при помощи телевизионной развертки. Число последовательных электрических сигналов, умноженное на характерный размер растра, определяет линейный размер интерференционного кольца, а при известных параметрах интерферометра и предварительно известной длине волны лазера позволяет на порядок повысить точность определения последней. Калибровка прибора производится по длине волны He-Ne-лазера

(632,9 нм), принимаемой за эталонную. Воспроизводимость длины интерферометра Фабри–Перо достигается выбором материала корпуса и термостатированием. Результат измерений выдается в цифровой форме, время измерения составляет 1 с.

Погрешность измерений длин волн приборами такого типа можно определить выражением

$$\delta\lambda = \delta\lambda_{\text{апп}} + \delta\lambda_{\text{к}} + \delta\lambda_{\text{Т}} + \delta\lambda_{\text{Р}} + \delta\lambda_{\text{отсч}},$$

где $\delta\lambda_{\text{апп}}$ — определяется аппаратной функцией прибора; $\delta\lambda_{\text{к}}$ — погрешность калибровки шкалы; $\delta\lambda_{\text{Т}}$ — дополнительная погрешность за счет изменения температуры; $\delta\lambda_{\text{Р}}$ — дополнительная погрешность за счет изменения давления; $\delta\lambda_{\text{отсч}}$ — погрешность отсчета. Суммарная относительная погрешность измерений составляет обычно не менее 10^{-5} – 10^{-6} .

В перспективе заслуживает внимания применение в системе регистрации кремникона (видикон с монокристаллической диодно-мозаичной мишенью), имеющего следующие характеристики.

Рабочая площадь мишени, мм ²	9,5 × 12,7
Освещенность мишени, лк	0,1–5,0
Область спектральной чувствительности, мкм	0,4–1,1
Максимум спектральной чувствительности, мкм	0,7
Разрешающая способность, лин./см:	
— в центре	550–600
— на краях	450–500

Наиболее универсальными в применениях являются установки с совместным использованием призмного или дифракционного прибора с интерферометром Фабри–Перо, спектры на выходе которых регистрируются электронно-оптическими средствами. Структурная схема установки такого типа представлена на рис. 19.5. Она предназначена для измерения длин волн пе-

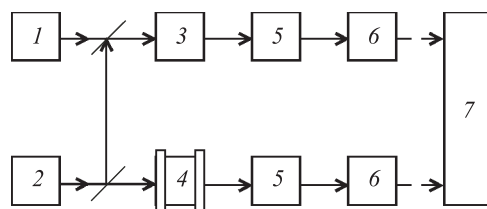


Рис. 19.5. Структурная схема измерителя длин волн импульсных лазеров: 1 — эталонная лампа; 2 — исследуемый лазер; 3 — монокроматор; 4 — интерферометр Фабри–Перо; 5 — видикон; 6 — телевизионная камера КТП-39; 7 — электронно-вычислительное устройство

рестраиваемых лазеров в диапазоне 0,3–0,8 мкм. В канале измерений 3–5–6 автоматически осуществляется сравнение с помощью модифицированного монокроматора МДР-3 неизвестной линии излучения импульсного лазера 2 с известными спектральными линиями эталонной лампы 1 при считывании их изображения видиконом 5 телевизионной передающей камеры типа КТП-396. В канале 4–5–6 измеряются диаметры колец аттестованного интерферометра Фабри–Перо 4, линеаризуемых квадратичной разверткой такого же телевизионного устройства. Электронно-оптические средства осуществляют запоминание пространственного спектрального распределения на выходе обоих

спектральных приборов и выдачу информации о нем в виде электрических сигналов на электронно-вычислительное устройство 7, которое рассчитывает значение измеряемой длины волны лазера. Относительная погрешность измерений 10^{-5} – 10^{-6} . Она определяется главным образом шириной линии излучения импульсного лазера и инструментальными факторами: базой интерферометра, нелинейностью развертки, размером спектральной картины на экране видикона, вклад которых в данном случае является сравнимым.

Применяются и другие перспективные системы регистрации пространственных интерференционных картин, основанные главным образом на использовании матриц фотодиодов или кодирующих масок.

19.5.5. Измерения частоты лазерного излучения. Измерения абсолютного значения частоты методом «переноса». Значения частот лазеров находятся в том диапазоне спектра, где до недавнего времени не было ОЭИП, постоянная времени τ которых была бы много меньше $1/\nu$ (где ν — частота излучения лазера). В последние десятилетия такие ОЭИП были созданы, что позволило приступить к измерению абсолютных значений частот лазеров в диапазоне до 10^{14} Гц, применяя радиотехнические методы, которые в практике лазерных измерений были названы методами «переноса». Такое название вызвано следующим обстоятельством. Ввиду низкой эффективности генераторов гармоник сигналов в рассматриваемой области спектра реализовать метод непосредственного сличения частоты лазера с частотой эталона в диапазоне 10 ГГц практически невозможно. Поэтому

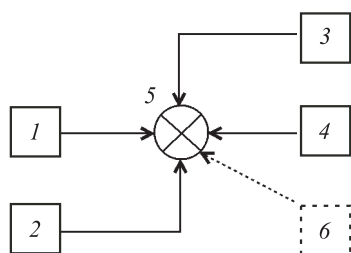


Рис. 19.6. Схема квазиоптического смешения частот: 1 — лазер с известной частотой; 2 — лазер с неизвестной частотой; 3 — источник высокостабильного СВЧ-сигнала; 4 — частотомер или анализатор спектра; 5 — квазиоптический смеситель; 6 — вспомогательный источник

сравнение производят последовательно, измеряя сначала частоту источника, находящуюся не слишком далеко от этого источника, и т. д., используя в каждом случае метод гетеродинного преобразования на гармониках. Таким образом, применяется набор «переносчиков» характеристик эталона частоты в более высокочастотную область. Метод измерений поясняется структурной схемой рис. 19.6.

Излучение лазера 2, частоту которого необходимо измерить, а также излучение лазера с известной частотой 1, направляют на квазиоптический смеситель 5. В последнем происходит возбуждение гармоник частоты более низкочастотного сигнала лазера 1, причем сигнал гармоники, наиболее близкой к частоте лазера 2, смешивается с сигналом этого лазера, в результате чего образуется сигнал промежуточной частоты $\nu'_{\text{пр}} = \nu_2 - n\nu$. Поскольку абсолютные значения

частот лазеров велики, в реальных условиях $\nu'_{\text{пр}}$ находится в диапазоне $(10^9\text{--}10^{11})$ Гц и не может быть измерена достаточно точно. Поэтому на смеситель подают также сигнал от источника 3, частота которого находится в этом же диапазоне, с тем, чтобы получить новую промежуточную частоту $\nu_{\text{пр}} = \nu'_{\text{пр}} - \nu_{\text{СВЧ}} \leq 10^8$ Гц, которую легко измерить при помощи частотомера или анализатора спектра. Иногда приходится использовать еще один источник излучения 6 с частотой, близкой к частоте лазера 2.

В общем случае процесс измерений неизвестной частоты лазера описывается следующим уравнением измерения:

$$\nu_x \pm \nu_{\text{пр}} = l\nu_1 + m\nu_2 + n\nu_3, \quad (19.7)$$

где ν_1, ν_2, ν_3 — частоты источников; l, m, n — целые числа (отрицательные или положительные).

В рассматриваемой системе преобразователь частоты служит одновременно в качестве генератора гармоник и смесителя и представляет собой точечно-контактный диод, в котором тонкая заостренная металлическая игла соприкасается с подложкой из металла или полупроводника. Размеры острия подбираются таким образом, чтобы постоянная времени контакта удовлетворяла соотношению

$$\frac{1}{2\pi RC} \leq \frac{1}{\nu_x}, \quad (19.8)$$

где R и C — сопротивление и емкость перехода.

Имеется по крайней мере четыре теории, объясняющие механизмы происходящих в таких контактах физических процессов: туннелирование через слой окисла; излучение поля; объяснение его квантовомеханическим рассеянием; геометрически индуцированное асимметричное туннелирование.

Хорошее совпадение теории с экспериментом дают результаты расчета, позволяющие подсчитать туннельный и надбарьерный токи в контакте.

Рассмотрим требования к «переносчикам», принимающим участие в процессе измерения неизвестной частоты (19.7). Из (19.7) следует, что

$$\frac{d\nu_x}{\nu_x} = \frac{l d\nu_1}{\nu_x} + \frac{m d\nu_2}{\nu_x} + \frac{n d\nu_3}{\nu_x} \pm \frac{d\nu_{\text{пр}}}{\nu_x}. \quad (19.9)$$

Пусть $d\nu_x/\nu_x$ задано и составляет величину d , а также выполняются неравенства $\nu_1 > \nu_2 > \nu_3$ и $\nu_{\text{пр}} \ll \nu_3$, что позволяет пренебречь последним членом в правой части (19.9). Обозначим через D, E и F относительные нестабильности частот, соответственно, ν_1, ν_2, ν_3 . Тогда (19.9) преобразуется к виду

$$d = \frac{lD\nu_1}{\nu_x} + \frac{mE\nu_2}{\nu_x} + \frac{nF\nu_3}{\nu_x}. \quad (19.10)$$

Поскольку l, m и n — числа, отличающиеся менее чем на порядок (обычно применяемые множители не позволяют получать гармоники более высоких порядков), становится ясным, что необходимые величины D, E и F будут определяться в основном отношениями ν_i/ν_x , а соотношение между D, E и F удовлетворяет неравенству $D < E < F$.

В качестве источников высокостабильных СВЧ-сигналов используются клистроны, стабилизированные по эталону частоты, поскольку они легко управляемы и обладают относительно низким уровнем собственных шумов.

В последние годы значительно обогатился спектр лазерных источников в субмиллиметровом и дальнем инфракрасном диапазонах. До недавнего времени использовались только лазеры на тлеющем разряде в молекулах HCN, H₂O, CO₂, D₂O, и число линий с достаточной мощностью было невелико. Благодаря интенсивным исследованиям лазеров на сложных молекулах с оптической накачкой колебательно-вращательных уровней получено еще несколько

сотен генерирующих линий, причем многие из них обладают достаточной мощностью.

Наряду с широким набором генерирующих линий молекул CO_2 , H_2O и NO в диапазоне 5–10 мкм, изложенные выше методы и устройства позволяют реализовать метод переноса до частот $(2-3) \cdot 10^{14}$ Гц. В табл. 19.7 приведен набор источников, применявшийся для измерения частоты лазера с $\lambda = 3,39$ мкм с использованием метода переноса частоты.

Таблица 19.7. Набор лазерных источников излучения

Частота		Тип лазера
ТГц	мкм	
0,890 760	336,5579	HCN
0,964 313	310,8872	
3,821 775	78,44325	H_2O
3,790 477	79,09095	
10,718 073	27,97074	
28,306 251	10,59103	CO_2
28,359 800	10,57103	
88,376 245	3,393 339	He-Ne

Рассмотрим конкретный пример комплекса, предназначенного для измерения абсолютного значения частоты излучения лазера с $\lambda = 3,39$ мкм на смеси He-Ne, стабилизированного с помощью метановой ячейки (CH_4) [83]. Частота этого лазера ~ 88 ТГц отстоит на $k = \nu_{\text{ик}}/\nu_{\text{р}} = 8800$ от частоты радиодиапазона, которую можно измерять.

Поскольку эффективность умножителей частоты в этом диапазоне невелика, измерения производятся ступенчато с промежуточными достаточно мощными местными гетеродинами, в качестве которых используются лазеры на радикалах HCN ($\lambda = 337$ мкм), H_2O ($\lambda = 28$ мкм), CO_2 ($\lambda = 10,18$ мкм и $\lambda = 9,3$ мкм) и на He-Ne ($\lambda = 3,39$ мкм). В некоторых вариантах схем измерений используется лазер на D_2O ($\lambda = 84$ мкм). Формулы для измерений, в соответствии с (19.7), при $\nu_x = 88$ ТГц выглядят так:

$$\begin{aligned}
 \nu_{3,39} \pm \nu_{\text{пр1}} \pm \nu_{\text{пр2}} &= \nu_{10,2} x_3 - 49 \text{ ГГц} \\
 \nu_{10,2} \pm \nu_{\text{пр1}} &= \nu_{9,3} - 19 \text{ ГГц} - 3\nu_{337}, \\
 \nu_{9,3} \pm \nu_{\text{пр1}} &= \nu_{28} x_3 - 19 \text{ ГГц}, \\
 \nu_{28} \pm \nu_{\text{пр1}} &= \nu_{337} x_3 - 29 \text{ ГГц}, \\
 \nu_{337} \pm \nu_{\text{пр1}} &= \nu_{\text{кл}} x_{12}.
 \end{aligned}
 \tag{19.11}$$

В этих выражениях частоты СВЧ-гетеродинов приведены приблизительно. Из (19.11) можно составить общее уравнение для $\nu_{3,39}$, в которое будут

входить частоты четырех лазеров и пяти СВЧ-генераторов. В измерительную систему входят также преобразователи частоты, приборы для измерения $\nu_{\text{пр1}}$, системы стабилизации лазеров и вспомогательное оборудование.

При разработке лазеров умножительной цепи необходимо учитывать следующие основные требования: непрерывность излучения, одночастотность, достаточная для получения гармоник выходная мощность, как можно более высокая стабильность частоты, линейность поляризации излучения. Лазеры на молекулах HCN, D₂O, H₂O в конструктивном отношении имеют много общего (рис. 19.7). Все они работают с внутренними зеркалами, имеют трех-

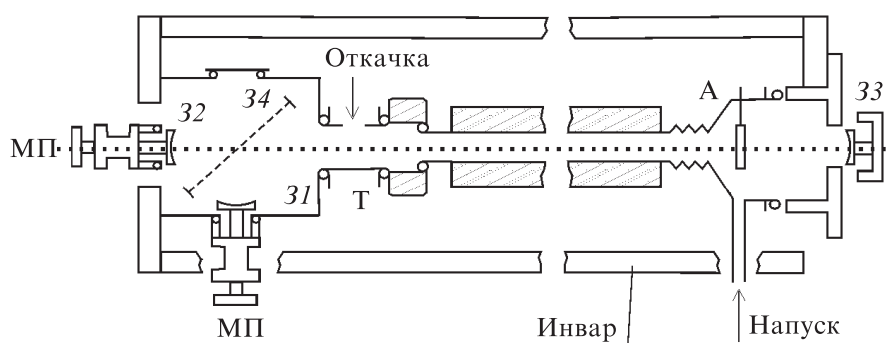


Рис. 19.7. Разрядная трубка лазера субмиллиметрового диапазона

зеркальные резонаторы с интерференционным отбором мощности; длины интерферометров, задаваемые жестко связанными штангами из инвара, плавно регулируются механизмами перемещения в пределах $\pm 0,5$ мм; разрядные трубки обычно из кварца имеют диаметры 100 мм для HCN, 30 мм для H₂O и 60 мм для D₂O. Разряд постоянного тока поддерживается между полым охлаждаемым катодом и анодом, причем рабочая смесь непрерывно прокачивается и подается в анодный конец трубки при помощи регулируемых напекателей и стабилизаторов потока газов.

Выходное окно закрывается мейларовой пленкой, делительное зеркало Д также выполняется из пленки, подходящей для данного диапазона. Оно вносит в резонатор определенную анизотропию, позволяющую обеспечить линейную поляризацию выходного излучения. Для предохранения пленки от ионной бомбардировки между катодом и анодом А установлен диэлектрический переходник Т.

В табл. 19.8 приведены параметры лазеров этого типа, взятые из работы [100], данные по мощному лазеру на смеси He-Ne ($\lambda = 3,39$) взяты из работы [101].

В схемах измерений частоты используются также высокостабильные лазеры, частоты которых являются реперными. Это CO₂-лазеры, стабилизированные с использованием флуоресценции, и He-Ne-лазер, стабилизированный с использованием насыщения поглощения в метане. Если такие лазеры имеют невысокую мощность (как, например, He-Ne-лазер), то в цепи используется гетеродин, стабилизированный по реперу, но имеющий высокую мощность. Обязательными элементами систем измерения частоты являются преобразо-

Таблица 19.8. Параметры лазеров, используемых для умножительной цепи

Длина резонатора, м	Диаметр разрядной трубы, мм	Рабочая смесь	Давление, Па	Ток, А	Мощность, мВт
8,0	110	CH ₄ -N ₃	40	0,6	100
8,3	65	D ₂ O-D ₂	100	0,7	40
7,0	30	H ₂ O-H ₂	160	0,2	150
8,0	12	He-Ne	200	0,06	100

ватели частоты, в качестве которых используются обычно открытые точечные контакты W-Si, W-Ni, W-InSb.

Канализация излучения лазера на переход обычно производится при помощи линз и внеосевых параболоидов там, где трудно сделать хорошую линзу. Так, в диапазоне 337 мкм используется кристаллический кварц, в диапазоне 10 мкм — NaCl, BaF₂, LiF₂, в диапазоне 30–100 мкм — внеосевые параболоиды. Излучение СВЧ-генераторов подается в область переходов из открытых концов волноводов, устанавливаемых на расстоянии 5–10 мм от контакта. Если излучение лазера сравнивается непосредственно с гармоникой клистрона, то контакт может устанавливаться в волноводе обычного типа. В последнее время большие надежды возлагаются на использование сверхпроводящих точечных контактов (переходов Джозефсона) в качестве преобразователей субмиллиметрового и дальнего ИК диапазонов. Их размеры значительно больше, чем размеры описанных выше контактов, поэтому фокусировать излучение необходимо в область перехода через окна низкотемпературной камеры при помощи длиннофокусной линзы.

Требования к СВЧ-генераторам, которые используются практически на каждой ступени измерений, дифференцированы согласно (19.10) по стабильности частоты. Мощность применяемых клистронов — 10 мВт, частота стабилизируется системой фазовой автоматической подстройки частоты по частоте 5 МГц.

В заключение в качестве примера приведем схему измерения частот лазеров субмиллиметрового и ИК диапазонов, предложенную в [100] (рис. 19.8). Преимущество этой схемы заключается в том, что в ней используется только один громоздкий лазер (He-Ne/CH₄).

Измерение абсолютного значения частоты с использованием интерференционного преобразования. Метод переноса частот — наиболее точный и перспективный, однако он является весьма трудоемким, особенно в реализации в коротковолновом диапазоне спектра. Различные интерференционные методы позволяют частично преодолеть эти трудности.

Применение модуляционных методов и использование многолучевых интерферометров Фабри–Перо, Конна и других позволяют косвенным образом измерить абсолютное значение частоты лазеров видимого диапазона спектра. Идея метода состоит в том, что если разность и отношение двух оптических частот известны, то могут быть определены и сами оптические частоты. При помощи электрооптической модуляции лазерного излучения с частотой n можно получить две боковые частоты $\nu \pm \omega$, которые вводятся в вакуумированный

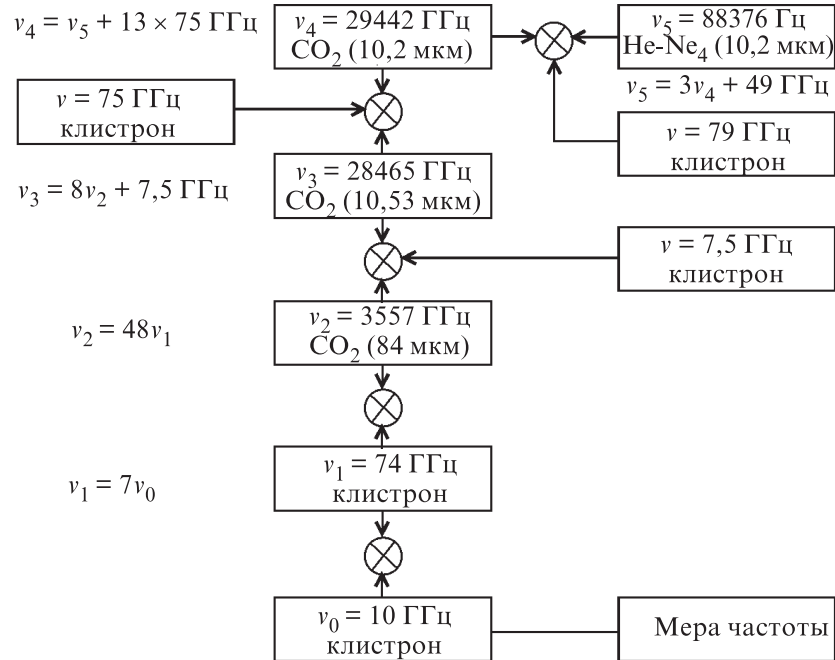


Рис. 19.8. Структурная схема комплекса для измерения частоты лазера

интерферометр Фабри–Перо. Длина интерферометра и частота модуляции ω_m одновременно подстраиваются таким образом, чтобы обе боковые частоты совпадали с максимумами полос пропускания. Если это условие выполнено, то отношение этих частот равно отношению их порядков (N_+ и N_- соответственно) в резонаторе. Тогда оптическая частота определяется как

$$\nu = \frac{\omega(N_+ + N_-)}{N_+ - N_-} \quad (19.12)$$

или

$$\nu = \frac{2N\omega}{n},$$

где $N = 0,5(N_+ + N_-)$ — порядок, соответствующий полусумме; $n = N_+ - N_-$ — порядок, соответствующий разности частот между боковыми частотами (2ω).

Таким образом, оптическая частота находится из измерений микроволновой частоты по первичному стандарту частоты и путем определения двух порядковых чисел N и n . Имеется ряд особенностей этого метода, которые позволяют реализовать высокие точности измерений:

а) поскольку боковые частоты получаются модуляцией с помощью микроволн, измерение их разности 2ω зависит только от параметров эталона частоты;

б) две первые гармоники, принадлежащие боковым частотам, строго коррелированы, так что их разность, используемая для подстройки ω , нечувстви-

Метод состоит в следующем. Пучки излучения стабилизированного лазера 1 (рис. 19.9) с длиной волны λ_1 и лазера 2 с длиной волны λ_2^* совмещаются в пространстве и направляются в вакуумированный интерферометр 4, который подстраивается при помощи системы АПЧ 5 так, чтобы на его длине укладывалось целое число полуволен $\lambda_1/2$. При помощи системы АПЧ 6 лазер 2 подстраивается таким же образом, чтобы на длине L укладывалось целое число $\lambda_2^*/2$. Одновременно с помощью фотодетектора и частотомера 7 измеряется разность частот $\Delta\nu$ между ν_2^* и частотой лазера 3, отношение которой к ν_1 надо определить ($\nu_2^* \approx \nu_3$). При этом имеем:

$$L = \frac{N_1 \lambda_1}{2}, \quad (19.14)$$

$$L = \frac{N_2 \lambda_2^*}{2}, \quad (19.15)$$

$$\nu_2 = \nu_2^* \pm \Delta\nu. \quad (19.16)$$

Приравняв правые части (19.14) и (19.15), выразив λ_i через ν_i и c , подставив значение для ν_2^* в (19.16):

$$\frac{\nu_3}{\nu_1} = \frac{N_2}{N_1} \pm \varepsilon,$$

где $\varepsilon = \Delta\nu/\nu$ — дробная часть порядка; N_1 и N_2 — целые числа (порядки).

Систематические погрешности из-за дисперсии скачка фаз на зеркалах устраняются проведением измерений при двух длинах интерферометра. Систематические погрешности за счет расходимости пучков (дифракционный фазовый сдвиг) могут быть рассчитаны при помощи теории резонаторов и исключены тщательной подгонкой размеров пучков. Для ИФП эти погрешности отсутствуют.

19.6. Обеспечение единства измерений спектральных параметров лазерного излучения

Состояние ОЕИ спектральных параметров лазерного излучения практически не изменилось в отечественной лазерометрии с 70-х–80-х годов [83]. Остановимся кратко на отличительных чертах ОЕИ применительно к исследованиям спектров лазеров непрерывного действия, измерениям длин волн или частот.

Метрологические свойства спектрометров характеризуются рабочим диапазоном длин волн, областью дисперсии, разрешающей способностью или полушириной аппаратной функции, погрешностью измерения частотных интервалов, пределами мощности анализируемого излучения, степенью оптической развязки между спектрометром и лазером.

Рабочий диапазон длин волн определяется проверкой соответствия всех метрологических параметров паспортным данным на указанных длинах волн лазеров.

Область дисперсии, полуширина аппаратной функции, разрешающая способность, погрешность измерения частотных интервалов определяются методом сравнения со спектром многочастотных лазеров, работающих в режиме

генерации нескольких продольных типов колебаний. В этих лазерах межмодовый частотный интервал, $\Delta\nu \approx 100$ МГц, воспроизводится с относительной погрешностью не более 1 %. Рабочие длины волн лазеров равны 0,44, 0,48, 0,51, 0,63, 1,15, 3,39 и 10,6 мкм. Наблюдаемый с помощью спектрометра на экране осциллографа спектр эталонного лазера задает частотный масштаб, с которым сравниваются указанные выше параметры. Разрешающая способность спектрометра рассчитывается, исходя из измеренной полуширины аппаратной функции и известных в оптике критериев спектрального разрешения.

В некоторых диапазонах длин волн можно использовать в составе эталонных СИ перестраиваемые по частоте лазеры в комплекте с высокостабильными лазерами-гетеродинами и радиочастотными СИ разностных частот.

Калибровка эталонных лазеров производится эталонной мерой высшей точности, воспроизводящей спектральный интервал $\Delta\nu \approx 100$ МГц с относительной погрешностью $10^{-3}\%$. Такая высокая точность измерения интервалов между частотами в спектрах излучения эталонных лазеров достигается методами оптического гетеродинирования, для чего в комплект эталонной меры высшей точности включены высокостабильный радиочастотный генератор, набор широкополосных фотоприемников в диапазоне 0,4–11 мкм и радиочастотные СИ разностных частот.

Эталонная мера высшей точности сличается с Государственным первичным эталоном единиц времени и частоты при помощи средств и методов, предусмотренных Государственной поверочной схемой для СИ времени и частоты.

Метрологическую аттестацию и поверку оптических гетеродинных спектроанализаторов производят также с помощью эталонных многочастотных лазеров со стандартизованным спектром излучения методом непосредственной оценки по шкале измерительного прибора (например, анализатора спектра) межмодового спектрального интервала, воспроизводимого эталонным лазером.

При метрологической аттестации и поверках СИ длин волн пользуются методом непосредственной оценки длины волны, воспроизводимой эталонным источником. Практически это осуществляется встраиванием такого источника в измерительную установку и сравнением результата измерения его длины волны со значением, записанным в паспорте источника.

В спектроскопии в качестве стандартов (нормалей) длин волн различных классов точности используются длины волн, излучаемые при определенных условиях возбужденными атомами газов (криптоном) и парами металлов (кадмия, ртути, железа, тория и т. п.).

За первичную эталонную длину волны принята линия 0,605 мкм, излучаемая при определенных условиях лампой, заполненной криптоном-86. Среднеквадратическая погрешность воспроизведения этой длины волны $1 \cdot 10^{-8}$, в соответствии с ГОСТ 8.101-73, на ГСЭ единицы длины волны для спектроскопии. В комплекс ГСЭ кроме лампы с криптоном-86 входит спектроинтерферометр, с помощью которого размер единицы длины волны передается эталонным СИ, а от них — рабочим средствам — лазерам и СИ длин волн лазеров, используемым в экономике, науке, технике. Передача размера единицы длины волны ведется в соответствии с поверочной схемой ГОСТ 8.101.73, устанавливающей соподчиненность эталонов и рабочих СИ, их точностные параметры и порядок передачи размера единицы. Достаточно хорошо исследован ряд

лазерных линий генерации с высокой стабильностью и воспроизводимостью частоты излучения. Такие лазеры используются в качестве эталонных источников длин волн не только в поверочных схемах для лазеров, но и в других поверочных схемах: для измерения длины волны, для спектроскопии (поверка спектрометров и спектрофотометров широкого назначения).

В области измерений частоты ОЕИ предполагалось реализовать с помощью поверочной схемы, проект которой был разработан в конце 70-х годов. Она должна была возглавляться рабочим эталоном единицы частоты на базе He-Ne/CH₄ — или CO₂/OsO₄-лазера, абсолютное значение частоты которого должно было быть измерено по отношению к первичному эталону единиц времени и частоты. Передачу размера единицы разрядным эталонам на первом этапе предполагалось осуществлять в дискретных точках, соответствующих длинам волн 0,63; 3,39; 10,6 мкм. В дальнейшем по мере совершенствования методов сравнения и измерения частот лазеров диапазоны передачи размера единицы планировалось значительно расширить.

Отсутствие в стране серийно выпускаемых в качестве РСИ лазерных спектрометров, волномеров и частотомеров не стимулировало совершенствования и развития системы ОЕИ в этом подвиде измерений.

Глава 20

ИЗМЕРЕНИЯ СТЕПЕНЕЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ И ВРЕМЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

20.1. Основные понятия, термины и определения

Для лазерного излучения когерентность является одним из основных его отличительных свойств, играющих существенную роль в различных лазерных системах. Достаточно упомянуть, что узкая направленность и монохроматичность лазерного излучения непосредственно связаны соответственно со степенями его пространственной и временной когерентности. Поэтому в настоящей главе познакомимся с основными понятиями и определениями, касающимися когерентности, опишем методы и средства ее исследования, получим представление об измерениях степеней пространственной и временной когерентности лазерного излучения [102].

Когерентность — свойство, характеризующее проявление корреляции между флуктуациями поля в различных пространственно-временных точках потока излучения. Для описания когерентности используется теория случайных функций, рассматривающая суперпозицию полей от отдельных элементарных излучателей и являющаяся логическим развитием теории распространения электромагнитных волн Максвелла.

В классической теории когерентности фундаментальное значение имеет функция взаимной когерентности [103], определяемая для линейно-поляризованного света выражением

$$\Gamma(p_1, p_2, \tau) = \langle V(p_1, t + \tau) V^*(p_2, t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int V(p_1, t + \tau) V^*(p_2, t) dt, \quad (20.1)$$

где $V(p_i, t_i)$ — комплексный аналитический сигнал, ассоциированный с напряженностью или потенциалом поля в точке p_i в момент времени t_i ; $\tau = t_1 - t_2$ — временная задержка между колебаниями; скобки $\langle \rangle$ — означают операцию усреднения по ансамблю; знак $*$ — обозначает операцию комплексного сопряжения.

Эта функция описывает корреляцию световых полей, средние характеристики которых независимы от выбора начала отсчета и времени анализа (что справедливо при $T \rightarrow \infty$) в двух точках p_1 и p_2 в моменты времени, разделенные интервалом τ . Функция взаимной когерентности связана со спектральной плотностью преобразованием Фурье и изменяется в пространстве x, y, τ подобно волне. В совокупности с плотностью мощности, вектором Пойнтинга, уравнениями Максвелла функция взаимной когерентности и законы ее формирования составляют систему понятий, величин и соотношений электродинамики, характеризующих состояние поля излучения в произвольной точке пространства-времени.

Функцию взаимной когерентности $\Gamma(p_1, p_2, \tau)$ обычно нормируют и называют при этом для фиксированных значений p_1, p_2, τ комплексной степенью когерентности:

$$\gamma(p_1, p_2, \tau) = \frac{\Gamma(p_1, p_2, \tau)}{\sqrt{J(p_1)J(p_2)}}, \quad (20.2)$$

где $J(p_1)$ и $J(p_2)$ — средние значения интенсивности световых пучков в точках p_1 и p_2 .

Аргумент функции $\gamma(p_1, p_2, \tau)$ характеризует пространственное положение полос, возникающих в результате интерференции двух волн, исходящих из точек p_1 и p_2 , а модуль связан с видностью интерференционной картины,

$$V(Q) = \frac{J(q_i)_{\max} - J(q_i)_{\min}}{J(q_i)_{\max} + J(q_i)_{\min}},$$

($J(q_i)_{\max}, J(q_i)_{\min}$ — значения максимальной и минимальной интенсивностей в интерференционной картине в плоскости Q вблизи точки q_i) следующим соотношением:

$$|\gamma(p_1, p_2, \tau)| = \frac{J(p_1) + J(p_2)}{2\sqrt{J(p_1)J(p_2)}} V(Q). \quad (20.3)$$

При $|\gamma(p_1, p_2, \tau)| = 0$ интерференционные полосы не возникают, и колебания в точках p_1 и p_2 считаются взаимно некогерентными. При $|\gamma(p_1, p_2, \tau)| = 1$, видность полос максимальна, и этот случай соответствует полностью когерентным колебаниям. Промежуточные случаи, для которых $0 < |\gamma(p_1, p_2, \tau)| < 1$, отвечают частично когерентным колебаниям.

В общем случае когерентность $|\gamma(p_1, p_2, \tau)|$ оптических колебаний зависит от выбора двух точек пространства-времени. Однако существует большой класс световых полей, для которых комплексную степень когерентности можно представить в виде произведения независимых пространственной и временной функций:

$$\gamma(p_1, p_2, \tau) = \gamma(p_1, p_2, 0)\gamma(\tau). \quad (20.4)$$

Величину $\gamma(\tau)$ при фиксированном τ называют комплексной степенью временной когерентности, максимальное время запаздывания τ_k , при котором существует контрастная интерференционная картина, и $|\gamma(\tau)| \geq 0,88$ — временем когерентности излучения, а соответствующую оптическую длину пути $l_k = c\tau_k$ — длиной когерентности.

Предельными значениями времени и длины когерентности для излучения, в спектре которого имеются далеко отстоящие оптические частоты, являются 10^2 с и 10^{12} см для квазимонохроматического излучения с шириной линии порядка 10^{-2} Гц.

Величину $\gamma(p_1, p_2, 0)$ для фиксированных точек p_1 и p_2 в пучке излучения называют комплексной степенью пространственной когерентности, а максимальное расстояние между точками, нормированное к радиусу пучка, при котором $|\gamma(p_1, p_2, 0)| \geq 0,88$, — радиусом когерентности r_k . Радиус когерентности может изменяться в пределах $0 \leq r_k \leq 2$.

Для квазимонохроматических пучков излучения, образованных в результате суперпозиции плоских волн (цугов), исходящих от статистически независимых элементарных излучателей, зависимости $\gamma(p_1, p_2, 0)$ и $\gamma(\tau)$ от расстоя-

ния между точками в пучке в произвольной плоскости P и времени задержки τ имеют характер монотонно спадающих функций, а время когерентности и радиус когерентности сугубо ориентировочно определяются как

$$\tau_k \approx \frac{1}{2\Delta\omega}, \quad r_k \approx \frac{\lambda}{\vartheta}, \quad (20.5)$$

где λ и $\Delta\omega$ — длина волны и ширина спектральной линии; ϑ — расходимость пучка излучения.

Для статистической структуры подобного образования, распространяющегося в квазиоднородной среде, получены строгие соотношения между основными понятиями электродинамики и фотометрии и показано, что для существования оптического луча необходимо, чтобы затухание каждой из образующих фурье-компонент цуга было мало в пределах площади когерентности $S_k = \pi r_k^2$ в течение времени когерентности. Эти же представления накладывают ограничения на использование соотношений (20.5) и предъявляют жесткие требования к размеру чувствительной площади $R_n \leq r_k$ и постоянной времени $\tau_n \leq \tau_k$ приемника, при которых оптический пучок воспринимается прибором как единое, полностью когерентное образование, т. е. как плоская монохроматическая волна. Напротив, если $\tau_n \gg \tau_k$ или $R_n \gg r_k$, то прибор как бы расщепляет цуг на совокупность некогерентных между собой частей — цугов, для каждой из которых радиус и время когерентности равны соответственно R_n и τ_n . Эти рассуждения справедливы, если угловые размеры объекта излучения превышают угловые размеры приемника $2R_n/L_0$, где L_0 — расстояние от источника до приемника.

При этом необходимо отметить, что помещение на пути луча оптической линзы, апертуры или системы из двух или нескольких щелей воздействует на пространственную когерентность поля излучения эквивалентно приемнику. Уже этот факт обуславливает различия в когерентных свойствах обычных тепловых и газоразрядных источников излучения, являющихся по существу генераторами случайных полей, и лазеров. В дальнейшем было установлено, что необходимым и достаточным условием полной пространственной когерентности лазерного пучка является генерация одного поперечного типа колебаний [3].

Применение классического подхода и основных понятий степени, радиуса и времени когерентности для описания когерентных свойств многомодового лазерного излучения требует определенной осторожности, так как в этом случае не гарантируется монотонность изменения функциональных зависимостей $\gamma(p_1, p_2, 0)$ и $\gamma(\tau)$ от расстояния между точками в произвольном поперечном сечении пучка и времени задержки τ , а также нарушается связь радиуса когерентности и угла расходимости пучка излучения, определяемая соотношением (20.5). Более того, для многомодового излучения уменьшение значения $|\gamma(p_1, p_2, 0)|$ при изменении расстояния между точками p_1 и p_2 обычно происходит не вследствие нарушения корреляции между колебаниями поля в этих точках, а в результате наложения интерференционных картин, обусловленных генерацией различных поперечных типов колебаний и сдвинутых друг относительно друга [104].

Для установления общего подхода к измерению когерентности полей тепловых источников излучения, одномодовых и многомодовых лазеров в настоящее время под радиусом и временем когерентности понимаются максимальные

значения расстояния d между точками p_1 и p_2 в пучке и времени задержки τ , при которых $|\gamma(p_1, p_2, \tau)|$ достигает определенного значения (0,88 или 0,5) впервые.

Итак, основными измеряемыми параметрами, характеризующими когерентность излучения лазеров, можно считать: модуль степени когерентности для произвольных d и τ , изменяющийся в пределах $0 < \gamma \leq 1,0$; радиус когерентности $0 < r_k \leq 2,0$; время когерентности $0 < \tau_k \leq 10^2$; длину когерентности $0 < l_k \leq 10^{12}$ см.

Естественно, возникает вопрос о требуемой точности определения этих параметров в реальных измерительных задачах. Однако именно в них и состоит, на наш взгляд, камень преткновения. При более детальном ознакомлении с «когерентными» измерительными задачами, где это свойство оптического излучения оказывает ощутимое влияние, выясняется, что когерентность важна и играет решающую роль при получении оптических голограмм, а также в практике применения методов и средств голографии.

Еще в конце 60-х–начале 70-х годов появлялись работы различных авторов, посвященные отдельным аспектам контроля когерентности излучения главным образом лазеров и ее связи с голографическими задачами, в основном, с голографической интерферометрией и прямыми линейными (в т.ч. плоскостными и объемными) и механическими (перемещения, деформации и пр.) измерениями с использованием голографической аппаратуры. Кроме того, когерентное оптическое излучение широко используется в методах обработки информации. Однако развития как подвид лазерометрии когерометрия практически не получила, не говоря уже о системе ОЕИ. В литературе сообщается о разработках лишь отдельных методов и средств измерений параметров когерентности. Наиболее удачной представляется разработка РСИ, описываемого в следующем параграфе.

20.2. Рабочие средства измерений параметров пространственной и временной когерентности

Несмотря на многочисленность методов измерения параметров когерентности излучения лазеров, до сих пор отсутствуют серийные когерометры и единый подход к измерениям и требованиям к СИ когерентности. Одной из попыток установления единообразия требований к структурной схеме рабочего СИ и отдельных ее элементов являлась разработка ОСТ [102].

В основе такого рабочего СИ параметров пространственной и временной когерентности лежит интерферометрический метод, при котором информация о степенях пространственной и временной когерентности для различных пространственно-временных точек волнового фронта p_1, p_2 , (радиусе когерентности, времени и длине когерентности) извлекается из результатов измерения видности интерференционной картины в двухлучевом интерферометре с амплитудным делением фронта волны и $|\gamma(p_1, p_2, \tau)|$ вычисляется по формуле (20.3). Распределение интенсивности в интерференционной картине наблюдают на экране осциллографа. Измерения производят в такой последовательности:

1) измеряют максимальное $I_{\max}$ и минимальное $I_{\min}$ значения переменной составляющей электрического сигнала для i -й (произвольной) интерференционной полосы, имеющей координату x_i ;

2) измеряют амплитуды постоянных составляющих электрических сигналов при перекрытии первого I_{1i} и второго I_{2i} пучков соответственно в точке с координатой x_i ;

3) проводят расчет степени пространственной когерентности для всех полос в пределах интерференционной картины по формуле

$$\gamma_i = \frac{I_{1i} + I_{2i}}{2\sqrt{I_{1i}I_{2i}}} x \frac{I_{\max i} - I_{\min i}}{I_{\max i} + I_{\min i}}; \quad (20.6)$$

4) строят график функциональной зависимости γ_i от координаты i -й полосы, при этом за начало координат принимают положение полосы с максимальным значением γ_i ;

5) определяют по графику минимальное расстояние $x_{0,5}$, при котором $\gamma_i = 0,5$;

6) строят графики функциональных зависимостей интенсивности первого и второго пучков J_1 и J_2 от координаты точки x_1 относительно установленного по п. 4 начала координат, определяют по графикам радиусы интерферирующих пучков, при которых интенсивность уменьшается в 10 раз;

7) вычисляют радиус пространственной когерентности по формуле

$$r_k = \frac{x_{0,5}}{r_{0,1}};$$

8) оценивают относительную погрешность измерения r_k , которая в основном определяется погрешностями измерения интенсивностей, радиуса $r_{0,1}$ и координаты $x_{0,5}$, так как все погрешности, присущие оптической схеме, намного меньше.

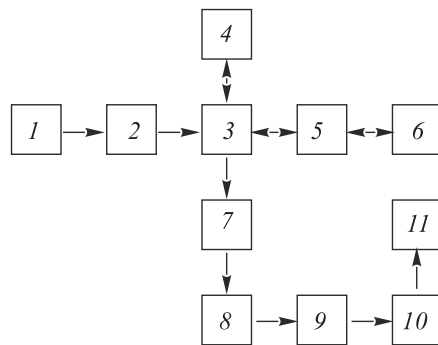


Рис. 20.1. Рабочее средство измерений параметров пространственной и временной когерентности: 1 — лазер; 2 — ослабитель; 3 — делительное зеркало; 4, 6 — зеркала; 5, 7 — линзы; 8 — устройство сканирования; 9 — микрометрическая щель; 10 — ОЭИП; 11 — регистрирующее устройство

Структурная схема рабочего СИ приведена на рис. 20.1. В соответствии со схемой рис. 20.1 был создан экспериментальный образец такого рабочего СИ для измерения на длине волны 0,63 мкм с погрешностью $\sim 20\%$.

При измерении длины когерентности разность хода между интерферирующими лучами изменяют, перемещая зеркало 6 параллельно лучу. Назначение остальных элементов и устройств схемы то же, что и при измерении радиуса пространственной когерентности. Специфическим требованием схемы для измерения длины когерентности является возможность обеспечения максимальной разности длин плеч интерферометра (для расширения диапазона измерений). Изме-

рения l_k производят следующим образом:

1) как и ранее, измеряют последовательно $I_{\max i}$, $I_{\min i}$, I_{1i} и I_{2i} для интерференционных полос с координатами x_i и для фиксированной разности хода между интерферирующими лучами l_i ;

2) проводят расчет степени когерентности для всех полос в пределах интерференционной картины по формуле (20.6);

3) вычисляют среднее значение степени когерентности для фиксированной разности хода по формуле

$$\gamma_{\text{ср}} = \frac{1}{n} \sum \gamma_i,$$

где n — количество интерференционных полос;

4) перемещают зеркало 4 параллельно лучу и проводят измерение среднего значения степени когерентности повторно, и так для ряда значений l_i ;

5) строят график функциональной зависимости $\gamma_{\text{ср}}$ от l_i и определяют по графику длину временной когерентности излучения l_k как минимальное значение разности хода, при котором функция $\gamma_{\text{ср}}(l_k)$ равна 0,5;

6) оценивают относительную погрешность измерений l_k .

Экспериментальный образец рабочего СИ для измерения l_k на длине волны 0,63 мкм имел погрешность 10 %.

Описанные рабочие СИ могли быть использованы только для измерения параметров когерентности излучения лазеров, работающих в непрерывном режиме. Имеется сообщение о рабочем когерометре для измерения степени пространственной когерентности излучения импульсного лазера на рубине [105], разработанном на основе голографического метода. Однако сведения о показателях точности и возможности метрологической аттестации данного образца не приводятся.

В заключение этой главы можно констатировать, что даже спустя более чем 30 лет после появления лазеров одно из основополагающих свойств их излучения — когерентность — в измерительном плане остается практически невостребованным и поэтому метрологически неосвоенным. При решении разнообразных научных, прикладных задач, включая контроль и измерения, интересуются, как правило, энергетическими, пространственно-энергетическими, реже спектральными и временными параметрами когерентного оптического излучения. В таких, казалось бы, «когерентных» областях техники, как голография и интерферометрия, в лучшем случае упоминаются длина или время когерентности, но значения этих параметров не связываются с качеством протекающих процессов. Приходится также констатировать отсутствие серийных когерометров и, как следствие, соответствующей системы ОЕИ параметров когерентности.

Однако такое состояние невостребованности когерометрии со всеми атрибутами этого направления оптических измерений неизбежно будет нарушено по мере освоения новых динамических и спектральных диапазонов, особенно в связи с успехами последних лет в области нано- и даже субнанометрии, где, скорее всего, без количественных данных о параметрах когерентности с гарантированной точностью не обойтись.

Список литературы

1. *Иванов В.С., Котюк А.Ф.* Фотометрия и радиометрия оптического излучения (общий курс). Книга 1. Введение в фотометрию и радиометрию оптического излучения. — М.: Полиграф сервис, 2000. — 192 с.
2. *Иванов В.С., Котюк А.Ф., Либерман А.А., Овсик Я., Улановский М.В.* Фотометрия и радиометрия оптического излучения (общий курс). Книга 2. Энергетическая лазерометрия. — М.: Полиграф сервис, 2000. — 212 с.
3. *Иванов В.С., Котюк А.Ф., Либерман А.А., Овсик Я., Улановский М.В.* Фотометрия и радиометрия оптического излучения (общий курс). Книга 3. Спектрально-частотная, корреляционно-фазовая и поляризационная лазерометрия. — М.: Полиграф сервис, 2001. — 216 с.
4. *Иванов В.С., Котюк А.Ф., Саприцкий В.И., Столяревская Р.И., Хлевной Б.Б.* Фотометрия и радиометрия оптического излучения (общий курс). Книга 4. Измерения энергетических и световых величин, характеризующих некогерентное оптическое излучение (оптическая радиометрия):
4а. Часть I. Принципы и основы практической фотометрии некогерентного оптического излучения (методы и средства технических измерений). — М.: Полиграф сервис, 2001. — 168 с.
4б. Часть II. Эталонные электрооптические, оптические и оптико-электрические измерительные преобразователи и приборы в фотометрии и радиометрии оптического излучения. — М.: Полиграф сервис, 2001. — 256 с.
4в. Часть III. Эталоны световых и энергетических единиц в области фотометрии и радиометрии некогерентного оптического излучения. — М.: Полиграф сервис, 2002. — 216 с.
5. *Иванов В.С., Котюк А.Ф., Саприцкий В.И., Столяревская Р.И.* Фотометрия и радиометрия оптического излучения (общий курс). Книга 5. Измерения оптических свойств веществ и материалов. Часть I. Основы спектрофотометрии. — М.: Полиграф сервис, 2002. — 264 с.
6. *Иванов В.С., Котюк А.Ф., Рукин Е.М., Садагов Ю.М., Саприцкий В.И., Столяревская Р.И., Чупраков В.Ф.* Фотометрия и радиометрия оптического излучения (общий курс). Книга 5. Измерения оптических свойств веществ и материалов. Часть II. Колориметрия. Рефрактометрия. Поляриметрия. Оптическая спектрометрия в аналитике. — М.: Полиграф сервис, 2002. — 304 с.
7. РМГ29–99. Государственная система обеспечения единства измерений. Метрология. Основные термины и определения.
8. International Vocabulary of Basic and General Terms in Metrology. Second edition, 1993, ISO.
9. Закон Российской Федерации об обеспечении единства измерений. Москва. № 4872-1, 27.04.1993.
10. *Крылова Г.Д.* Основы стандартизации, сертификации, метрологии: Учебник для вузов. — М.: Аудит, ЮНИТИ, 1998. — 479 с.

11. Селиванов М. Н., Фридман А. Э., Кудряшова Ж. Ф. Качество измерений: Метрологическая справочная книга. — Л.: Лениздат, 1987. — 295 с.
12. ГОСТ 16465-70. Сигналы радиотехнические измерительные.
13. Грановский В. А. Динамические измерения. Основы метрологического обеспечения. — Л.: Энергоатомиздат, 1984.
14. Цапенко М. П. Измерительные информационные системы: Структуры и алгоритмы, системотехническое проектирование.: Учеб. пособие для вузов. — 2-е изд., перераб. и доп. — М: Энергоатомиздат, 1985. — 440 с.
15. Guidelines for evaluating and expressing the uncertainty of measurement results. Руководство по выражению неопределенности измерения / Перевод и публикация ГП «ВНИИМ им. Д. И. Менделеева», 1999.
16. Иванов В. С., Заутер Г., Котюк А. Ф., Столяревская Р. И. Выражение и количественная оценка неопределенностей измерений в фотометрии // Измерительная техника. 2001. № 10. С. 22–37.
17. Международный электротехнический словарь. МКО-МЭК, 1987.
18. Гутников В. С. Интегральная электроника в измерительных устройствах. — 2-е изд., перераб. и доп. — Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отделение, 1988. — 304 с.
19. Хоффманн Д. Техника измерений и обеспечение качества: Справочная книга/Пер. с нем. Под ред. Л. М. Закса, С. С. Кивилиса. — М.: Энергоатомиздат, 1983. — 472 с.
20. Эпштейн М. И. Измерения оптического излучения в электронике. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 254 с.
21. Смолько Г. П., Фаерман Г. Р. Сравнительный анализ фотометрических систем ослабления света // Оптико-механическая промышленность. 1978. № 1. С. 53–59.
22. Воронков Г. Л. Ослабители оптического излучения. — Л., Машиностроение. Ленингр. отделение, 1980. — 158 с.
23. Гуревич М. М. Фотометрия (теория, методы и приборы). — 2-е изд., перераб. и доп. — Л.: Энергоатомиздат, 1983. — 272 с.
24. Miller P. J. Use of Tunable Liquid Crystal Filters to Link Radiometric and Photometric Standards // Metrologia. 1991. V. 28. P. 145–149.
25. Корнеева Т. В. Толковый словарь по метрологии, измерительной технике и управлению качеством. Основные термины: около 7000 терминов. — М.: Рус. яз., 1990. — 464 с.
26. Измерение энергетических параметров и характеристик лазерного излучения / Под ред. А. Ф. Котюка. — М.: Радио и связь, 1981. — 288 с.
27. Волков В. А., Вялов В. К., Гассанов Л. Г. и др. Справочник по приемникам оптического излучения / Под ред. Л. З. Криксунова и Л. С. Кременчуцкого. — Киев, Техніка, 1985. — 216 с.
28. Metal Package Photomultiplier Tubes R5600 Series and Photosensor Modules Hamamatsu // Technical Information. Apr. 1997.
29. Lerner E. J. Detectors span spectrum of sensing applications // Laser Focus World. 1996. May. P. 93–96, 98–99.
30. Kaufmann K. Detectors cover the spectrum of instrument applications // Laser Focus World. 1994. Feb. P. 99–100, 102–105.

31. *Quinn T.J., Martin J.E.* // Philos Trans R. Soc., London. 1985. V. A316. P. 85–189.
32. *Hoyt C.C., Foukal P.V.* Cryogenic Radiometers and their Applications to Metrology // Metrologia. 1991. V. 28. P. 163–167.
33. *Stock R.D., Hofer H.* Present state of the PTB Primary Standard for Radiant Power based on Cryogenic Radiometry // Metrologia. 1993. V. 30. P. 291–296.
34. *Gentile T.R.* and oth. National Institute of Standards and Technology high-accuracy cryogenic radiometer // Appl. Opt. 1996. V. 35, № 7. P. 1056–1068.
35. *Morozova S.P.* oth. An absolute cryogenic radiometer for laser calibration and characterization of photodetectors // Metrologia. 1995/96. V. 32. P. 557–560.
36. *Fox N.P.* Trap detectors and their properties // Metrologia. 1991. № 28. P. 197–202.
37. *Zalewski E.F., Duda C.R.* // Appl. Opt. 1983. V. 22. P. 2867–2873.
38. *Palmer J.M.* Alternative configurations for trap detectors // Metrologia. 1993. № 30. P. 327–333.
39. *Gardner J.L.* A four-element transmission trap-detector // Metrologia. 1995/96. № 2. P. 469–472.
40. *Криксунов Л.З.* Справочник по основам инфракрасной техники. — М.: Сов. радио, 1978. — 400 с.
41. *Козелкин В.В., Усольцев И.Ф.* Основы инфракрасной техники: Учебн. для техн. 3-е изд, перераб. и доп. — М.: Машиностроение, 1985. — 264 с.
42. *Chernin S.M.* High-temperature miniature blackbody radiation sources // Appl. Opt. 1997. V. 36, № 7. P. 1580–1591.
43. *Sapritsky V.I.* Black-body radiometry // Metrologia. 1995/96. V. 32. P. 411–417.
44. *Ghaemi A.* Freezing-point-blackbody radiation sources for the 29,78–1084,62°С temperature range // Appl. Opt. 1996. V. 35, № 13. P. 2111–2215.
45. *Yamada Y., Sakate H., Sakuma F., Ono A.* Comitee Consultatif de Thermometrie, 19^e session, CCT/99–05, 1999.
46. *Yamada Y., Sakate H., Sakuma F., Ono A.* // Metrologia. 1999. V. 36. P. 207–209.
47. *Yamada Y., Sakuma F., Ono A.* // Metrologia. 2000. V. 37. P. 71–73.
48. Binary Alloy Phase Diagrams / Edited By B.T. Massalski. — American Society for Metals, 1990. V. 1.
49. *Mekhonsev S.N., Samoilov M.L., Ugur S.* / Proc. Tempmeko'99, 1999.
50. *Yamada Y., Sakate H., Sakuma F., Ono A.* High temperature fixed points in the range 1150 to 2500°С using metal-graphite eutectic // Metrologia, to be published.
51. *Moore J.R.* et al. Stable secondary standard sources / Technical report, CIE, Draft, ISB № 3900734XXX.
52. *Вугман С.М., Вдовин Н.С.* Тепловые источники излучения для метрологии. — М.: Энергоатомиздат, 1998. — 80 с.
53. Methods of characterizing the performance of radiometers and photometers // Publication CIE. 1982. № 53 (TC-2.2),.
54. Methods of characterizing illuminance meters and luminance meters. Performance, characteristics and specifications // Publication CIE. 1987. № 69.

55. Electrically calibrated thermal detectors of optical radiation (absolute radiometers). Technical report // Publication CIE. 1986. № 66.
56. *De Meis R.* Choose the right detector and meter to test beam strength // *Laser Focus World*. 1995. June. P. 105–108; 110–113.
57. The Measure of confidence. Рекламный проспект фирмы Scientech, Inc., 1997, США.
58. *Пейсахсон И.В.* Оптика спектральных приборов. — Изд. 2-е, доп. и перераб. — Л.: Машиностроение (Ленингр. отд-ние), 1975. — 312 с.
59. *Anevsky S.I., Minaeva O.A.* et al. VNIIOFI secondary-standard sources and detectors of vacuum-ultraviolet and ultraviolet radiation // *Metrologia*. 1995/96. V. 32. P. 597–600.
60. СНиП 23-05-95 «Естественное и искусственное освещение», Госстрой РФ, 2000 г.
61. МГСН 2.06–99 «Естественное и искусственное освещение», Москва, 1999 г.
62. Practical methods for the measurement of reflectance and transmittance Technical report // Publication CIE. 1998. № 130.
63. Solar Spectral Irradiance // Publication CIE. 1989. № 85.
64. Absolute Methods for Reflection Measurements. Technical Report. // Publication CIE. 1990. № 44.
65. ГОСТ 8.557–91. Государственная поверочная схема для средств измерений спектральных и интегральных коэффициентов направленного пропускания в диапазоне длин волн (0,2–20,0) мкм, диффузного и зеркального отражений в диапазоне длин волн (0,2–2,5) мкм.
66. *Джадд Д., Вышецки Г.* Цвет в науке и технике. — М.: Мир, 1978.
67. *Шашлов Б.А.* Цвет и цветовоспроизведение. — М.: Книга, 1986.
68. Справочная книга по светотехнике / Под ред. Ю.Б. Айзенберга. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
69. DIN 5033. Farbmessung. Teil 1–9. 1983.
70. *Шашлов Б.А., Чуркин А.* Метрология цвета // Компьютерра. 1999. № 16, 17.
71. CIE. Colorimetry. Publ. № 15.2. 2nd ed. (1986).
72. CIE. Publ. № 10526E/F. ISO/CIE standard: CIE standard colorimetric illuminants (1991).
73. CIE. Publ. № 10527E/F. ISO/CIE standard: CIE standard colorimetric illuminants (1991).
74. Chroma Meters. Каталог фирмы Minolta Co., Ltd, 1994.
75. Каталог фирмы LMT, 1998.
76. *Terstiege H., Gundlach D.* Characterizing the Quality of Colorimeters. Digest, SIO, 1991. P. 641–644.
77. *Снопко В.Н.* Поляризационные характеристики оптического излучения и методы их измерения. — Минск: Навука і тэхніка, 1992.
78. ГОСТ 23778–79. Измерения оптические поляризационные. Термины и определения.
79. Polarization: definitions and nomenclature, instrument polarization // Publication CIE. 1984. № 59.

80. ГОСТ 8.108–74. Государственный специальный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерений угла вращения плоскости поляризации в видимой области спектра.
81. Гинделе К. Международные стандарты в области лазерной техники // Лазер-Информ. 1999. V. 19–20 (178–179). С. 7–11.
82. Котюк А. Ф., Шкловская-Корди В. В., Яковлев В. А. Лазерометрия как область измерений // Измерительная техника. 1979. № 11. С. 45–47.
83. Измерение спектрально-частотных и корреляционных параметров и характеристик лазерного излучения / Б. М. Аленцев, М. Я. Варшавский, А. А. Вещиков и др.; Под ред. А. Ф. Котюка и Б. М. Степанова. — М.: Радио и связь, 1982. — 272 с.
84. Загорский Я. Т., Котюк А. Ф. Основы метрологического обеспечения лазерной энергетической фотометрии. — М.: Изд-во стандартов, 1990. — 172 с.
85. International Standard ISO/DIS 11145 / Optics and optical instruments — Lasers and laser-related equipment — Vocabulary and symbols. Voting terminates on 13.01.99.
86. International Standard ISO 11554 / Optics and optical instruments — Lasers and laser-related equipment — Test methods for laser power, energy and temporal characteristics. First edition 15.12.98.
87. ГОСТ 8.381–80. ГСИ. Эталоны. Способы выражения погрешностей.
88. International Standard ISO 11146. Lasers and laser-related equipment — Test methods for laser beam parameters-Beam widths, divergence angle and beam propagation factor. 28.01.1999.
89. Sasnett M. W., Johnston T. F. Beam characterization and measurement of propagation attributes // Proc. of SPIE. 1991. V. 1414. P. 21–32.
90. Roundy C. B. Instrumentation for laser profile measurement // Proc. of SPIE. 1992. V. 1625. P. 318–329.
91. Technical Specifications фирмы SPIRICON, Inc., April 1999.
92. Wittig K., Maestle R., Giesen A. Comparative investigation of the ISO proposals for the measurement of laser parameters // Proc. SPIE. 1995. V. 2375. P. 306–334.
93. Ward B. A., Assa S., Davis B. W., Edwards C. B., Muys P. Investigation of the accuracy of M^2 measurement of CO₂ laser beams // Proc. SPIE. 1995. V. 2375. P. 335–347.
94. Griffin D. V. W. Gaussian beam intensity flattener // Optical Engineering. 1998. V. 37, № 7. P. 2185–2187.
95. Johnston T. F., Fleischer J. M. Calibration standard for beam profilers: method for absolute accuracy measurement with a Fresnel diffraction test pattern // Applied Optics. 1996. V. 35, № 10. P. 1710–1734.
96. Арбеков В. И., Улановский М. В., Загорский Я. Т., Леви А. М., Глазов А. И. Образцовое средство измерений относительного распределения плотности энергии в поперечном сечении потока импульсных лазеров // Измерительная техника. 1984. № 5. С. 21–22.
97. Арбеков В. И., Быкова О. Г., Райцин А. М., Ромашков А. П., Улановский М. В. Поверочная установка для средств измерений ОРПЭ в попе-

- речном сечении потока излучения импульсных лазеров // Измерительная техника. 1986. № 11. С. 27–28.
98. Lasers and laser-related equipment-Test methods for spectral characteristics of lasers / ISO International Standard № 13695. 17.02.1999.
99. *Скоков И.В.* Оптические интерферометры. — М.: Машиностроение, 1979. — 128 с.
100. *Домнин Ю.С., Татаренков В.М., Шумяцкий П.С.* Абсолютные измерения частоты ОКГ субмиллиметрового и инфракрасного диапазона // Измерительная техника. 1976. № 10. С. 59–61.
101. *Evenson K.H.* et al. Speed of light from direct frequency and wavelength measurements of the methane stabilized laser // Phys. Rev. Letts. 1972. V. 22, № 19. p. 1346–1349.
102. *Иванов В.С., Котюк А.Ф., Степанов В.А.* О когерентности оптического излучения как об информативном параметре. — М.: ВНИИОФИ, Препринт 1998. № 7. — 28 с.
103. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. — М.: Наука, 1970.
104. *Мирзаев А.Т., Рахвалов В.В., Степанов В.А.* Когерентность излучения лазеров. 4.1. Обзоры по электронной технике. Сер. 4. — М.: ЦНИИ «Электроника», 1978, вып. 2 (525). — 40 с.
105. *Кузин В.А., Стаселько Д.И., Стригун В.Л.* Применение голографического когерометра для исследования пространственной когерентности излучения лазера на рубине // ОМП. 1979. № 2. С. 57–59.

Научное издание

ИВАНОВ Вячеслав Семенович
ЗОЛОТАРЕВСКИЙ Юрий Михайлович
КОТЮК Андрей Федорович
ЛИБЕРМАН Анатолий Абрамович
САПРИЦКИЙ Виктор Ильич
СТОЛЯРЕВСКАЯ Раиса Иосифовна
УЛАНОВСКИЙ Михаил Владимирович
ЧУПРАКОВ Владимир Федорович

ОСНОВЫ ОПТИЧЕСКОЙ РАДИОМЕТРИИ

Редактор *М.Б. Козинцова*
Оригинал-макет: *В.В. Худяков*
Оформление переплета: *А.Ю. Алехина*

ЛР № 071930 от 06.07.99. Подписано в печать 13.08.03.
Формат 70×100/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 44,07. Уч.-изд. л. 48,7. Заказ №

Издательская фирма «Физико-математическая литература»
МАИК «Наука/Интерпериодика»
117997 Москва, ул. Профсоюзная, 90
E-mail: fizmat@maik.ru

Отпечатано с готовых диапозитивов
в ФГУП «Ивановская областная типография»
153008, г. Иваново, ул. Типографская, 6.
E-mail: 091-018@adminet.ivanovo.ru

ISBN 5-9221-0427-6



9 785922 104272