

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ПРИОРИТЕТНЫЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ "ОБРАЗОВАНИЕ"



Проект «Инновационная образовательная среда в классическом университете»

Пилотный проект № 22 «Разработка и внедрение инновационной образовательной программы «Прикладные математика и физика»»

Физический факультет

II физическая лаборатория

А.А.Загрубский, Н.М.Цыганенко, А.П.Чернова

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

Учебное пособие

Санкт Петербург 2007 г.

УДК 53.07, 53.08

Рецензент: канд. ф-м. наук А.Г. Рысь.

Печатается по решению методической комиссии физического факультета.

Рекомендовано ученым советом ФУНЦ.

Спектральные приборы - СПб., 2007

Изложены основные принципы построения призменных и дифракционных спектральных приборов, необходимые для начального ознакомления с этим вопросом.

Брошюра не претендует на полное изложение проблем спектрального приборостроения, а предназначена для ознакомления с их основами. Для более полного ознакомления приведен перечень литературы по спектральным приборам, предназначенным для исследовательских работ.

Пособие предназначено для подготовки студентов III курса к работе в оптическом отделе II физической лаборатории.

СОДЕРЖАНИЕ

введение	5
2.1. ПРИЗМА	6
2.1.1. Угол наименьшего отклонения	7
2.1.2. Угловая дисперсия	8
2.1.3. Угловое увеличение	9
2.1.4. Разрешающая способность	10
2.1.5. Аберрации призмы	12
2.1.6. Специальные виды призм (системы призм)	14
2.2. ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА	17
2.2.1. Дифракция на плоской отражательной решетке	18
2.2.2. Инструментальный контур и распределение энергии по	
дифракционным порядкам	20
2.2.3. Дисперсия и меридиональное увеличение	21
2.2.4. Разрешающая способность решетки	22
2.2.5. Наложение порядков	22
2.2.6. Решетки с профилированным штрихом	23
2.2.7. Неплоские решетки	25
2.2.8. Аберрации решеток	26
2.3. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ УЗЛЫ СП	26
2.3.1. Фокусирующие системы	26
2.3.1.1.Коллиматоры и объективы	26
2.3.1.2.Входные осветители	29
2.3.2. Интегрирующая сфера	31
2.3.3. Светоделительные устройства	35
2.4. КОНСТРУКЦИИ И ПАРАМЕТРЫ СП	36
2.4.1. Общая оптическая схема прибора	36
2.4.1.1.Параметры оптической схемы	39
2.4.1.2.Спектрометры	43
2.4.2. Дифракционные приборы	44
2.4.2.1. дисперсия и сканирование спектра 2.4.2.2. Приборы с плосиции рашатками	43 17
2.7.2.2.11риооры с плоскими решенками. 2.4.2.3 Приборы с вогнутыми решетками	47 48
2.4.3. Практические схемы приборов	51
2.4.3.1.Дифракционные приборы	51
2.4.3.2.Призменные приборы	53

2.5. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА	
"Исследование дифракционной решетки"	58
2.5.1. Цель работы	58
2.5.2. Порядок выполнения работы	58
2.5.2.1.Определение постоянной дифрешетки	61
2.5.2.2.Определение разрешающей способности дифрешетки.	61
2.5.3. Отчет должен содержать	62
2.5.4. Вопросы по исследованию дифракционной решетки	62
2.5.5. Гониометр	63
2.5.5.1. Устройство гониометра	63
2.5.5.2.Порядок и способы юстировки гониометра	66
2.5.5.3.Вопросы по гониометру.	68
2.6. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА	
"Фокусировка спектрографа"	69
2.6.1. Цель работы	69
2.6.2. Описание спектрографа и процесса юстировки	70
2.6.3. Порядок выполнения работы	70
2.6.3.1.Юстировка источника излучения	70
2.6.3.2.Фокусировка спектра	71
2.6.3.3. Расшифровка спектра, построение кривой	
обратной дисперсии	74
2.6.3.4.Требования к отчету	74
2.6.4. Вопросы по работе	75
ЛИТЕРАТУРА	76

введение

"Спектральный прибор" – довольно общее название, под которое подходит множество совершенно разнотипных устройств. И по принципу действия, и по назначению. В том числе – очки "хамелеоны".

Мы здесь рассмотрим принципы действия, конструкции и характеристики **призменных и дифракционных спектральных приборов** (в дальнейшем – **СП**), предназначенных для пространственного разделения пучка света на монохроматические компоненты. Если это удастся сделать (разделить пучки), то далее можно поступать двумя способами:

• Поставить узкую щель (или несколько щелей), через которую из прибора выйдет только излучение нужной длины волны. Такой прибор называют *монохроматором* (или полихроматором).

• Каким-либо способом зарегистрировать получившееся распределение освещенности в пространстве и тем самым получить сразу весь спектр излучения, введенного в прибор. Такой прибор называют спектрографом.

Призменные и дифракционные приборы обладают не очень высоким спектральным разрешением. У интерференционных оно значительно выше. Зачастую и светосила выше. Но за достижение высокого разрешения обычно приходится платить либо существенным сужением рабочей области, либо необходимостью изготовления особо точных механизмов управления элементами интерферометра, использования методов спектральной и амплитудной модуляции и, как следствие, необходимостью долговременного накопления сигнала и последующей его математической обработки.

Для одних задач эти сложности с лихвой окупаются получаемой информацией. Для других интерференционные приборы в принципе непригодны. Например, если нужен источник монохроматического излучения или нужно зарегистрировать спектр нестабильного источника. В общем, приборы разные нужны, приборы всякие важны...

Никакой эксперимент не обойдется, естественно, без каких-либо дополнительных устройств, приспособлений к СП. Сюда входят и осветители, и фотоприемники, и электронные системы питания, управления, регистрации и обработки сигналов. Сейчас уже почти никакой прибор не обходится также и без компьютера. На рынке кроме монохроматоров и спектрографов широко представлены приборы, доукомплектованные всем необходимым для решения какого-то конкретного круга задач. Их называют спектрометрами, квантометрами, спектрофотометрами, спектрофлуориметрами и т.д. Но все это – просто варианты использования СП и Вы легко разберетесь в их устройстве, если будете знать, как устроено их ядро.

В этом пособии рассматриваются параметры основных элементов СП – призмы и дифракционной решетки, описаны некоторые необходимые оптические дополнительные элементы и устройства и затем – оптические схемы некоторых реальных СП.

Во II физической лаборатории Вы будете работать с несколькими разными СП. Их устройство Вы здесь также найдете.

2.1. ПРИЗМА

Спектральной призмой называется многогранник, сделанный из прозрачного вещества, обладающего значительной дисперсией показателя преломления dn/dl.

Для изготовления хороших приборов должен использоваться материал с очень высокой прозрачностью, дисперсией, оптической однородностью и изотропностью. Удовлетворить всем этим требованиям трудно, поэтому для различных областей спектра используются разные материалы. Например, для ультрафиолетовой области спектра пригоден кристаллический или плавленый кварц, для видимой области спектра основным материалом является стекло, в ИК-области – ионные кристаллы и т.д.

Обычно в приборах используются сложные, составные призмы, позволяющие получать и высокое разрешение, и удобную форму фокальной поверхности. Здесь мы рассмотрим только основные свойства простейших трехгранных призм. Более подробно с этим вопросом можно ознакомиться по книгам [1, 2, 3, 4, 5, 6]

Рассмотрим призму, форма которой приведена на рис. 2.1.1. Двугранный угол с ребром AB называется преломляющим. Плоскости ABCD и ABC'D' называются преломляющими гранями призмы. Плоскость, перпендикулярная ребру призмы и проходящая через его середину, называется плоскостью главного сечения.

Пусть на грань призмы с преломляющим углом *A* и коэффициентом преломления *n* в плоскости главного сечения падает пучок лучей, составляющих угол α_1 с нормалью N_1 к первой грани призмы (рис. 2.1.2). Угол преломления этого луча обозначим β_1 , угол падения его на вторую грань – β_2 и угол выхода из нее – α_2 . Угол ϕ , составленный падающим и выходящим лучами, называется углом отклонения.





Рис. 2.1.1 Простейшая призма

Рис. 2.1.2 Обозначения к соотношениям (2.1.1)–(2.1.4)

Закон преломления и простые геометрические соображения дают четыре уравнения, связывающие семь величин:

$\varphi = \alpha_1 + \alpha_2 - A, \tag{2.1.}$

$$A = \beta_1 + \beta_2, \tag{2.1.2}$$

$$\sin\alpha_1 = n \cdot \sin\beta_1, \tag{2.1.3}$$

$$\sin\alpha_2 = n \cdot \sin\beta_2. \tag{2.1.4}$$

Обычно величины A, n и α_1 заданы, а этого достаточно, чтобы определить четыре остальные.

2.1.1. Угол наименьшего отклонения

Ни в какой реальной оптической схеме не возможно создать идеально параллельный пучок лучей. Следовательно, всегда будут присутствовать аберрации, обусловленные тем фактом, что угол отклонения ф зависит от угла падения α_1 , причем нелинейно. Для того, чтобы минимизировать эти аберрации, следует использовать такую установку призмы, при которой зависимость $\phi(\alpha)$ минимальна, т.е. – в экстремуме. Система уравнений (2.1.1) – (2.1.4) позволяет найти условия экстремума $\phi(\alpha)$. Для этого приравняем нулю производную $d\phi/d\alpha_1$ и из (2.1.1) получим:

$$\frac{d\alpha_2}{d\alpha_1} = -1. \tag{2.1.5}$$

Дифференцирование остальных уравнений даст:

$$d\beta_1 + d\beta_2 = 0, \tag{2.1.6}$$

$$\cos\alpha_1 \, d\alpha_1 = n \cos\beta_1 \cdot d\beta_1 \,, \tag{2.1.7}$$

$$\cos\alpha_2 \, d\alpha_2 = n \cos\beta_2 \cdot d\beta_2. \tag{2.1.8}$$

Отсюда:
$$\frac{d\alpha_2}{d\alpha_1} = -\frac{\cos\alpha_1\cos\beta_2}{\cos\alpha_2\cos\beta_1} = -1.$$
 (2.1.9)

Из (2.1.9), заменив углы β на α по (2.1.3) и (2.1.4), получим искомое условие:

$$\frac{\cos^2 \alpha_1}{n^2 - \sin^2 \alpha_1} = \frac{\cos^2 \alpha_2}{n^2 - \sin^2 \alpha_2}.$$
 (2.1.10)

Это равенство удовлетворяется при $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, что соответствует минимуму угла отклонения φ . Из $\alpha_1 = \alpha_2$ следует и $\beta_1 = \beta_2$. Падающий и выходящий лучи оказываются симметричными по отношению к граням призмы.

В условиях минимального отклонения угол падения α , преломляющий угол призмы A, угол отклонения φ и показатель преломления n связаны соотношением:

$$\sin \alpha = n \cdot \sin(A/2) = \sin((A + \varphi)/2),$$
 (2.1.11)

которое легко получить из (2.1.1) – (2.1.4).

Во всех практических схемах используется установка призмы в минимуме отклонения, тем более, что такая установка, как мы увидим позже, замечательна во многих отношениях. В том числе и разрешающая способность призмы максимальна именно в минимуме отклонения.

2.1.2. Угловая дисперсия

Для вычисления угловой дисперсии $D_{\phi} = d\phi/d\lambda$ продифференцируем по λ основные уравнения (2.1.1) – (2.1.4). Учтем, что $d\alpha_1/d\lambda = 0$, и получим:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{d\alpha_2}{d\lambda},$$
(2.1.12)

$$\cos\alpha_2 \frac{d\alpha_2}{d\lambda} = n \cos\beta_2 \frac{d\beta_2}{d\lambda} + \sin\beta_2 \frac{dn}{d\lambda} \qquad (\text{ws (2.1.4)}), \qquad (2.1.13)$$

$$\sin\beta_1 \frac{dn}{d\lambda} = -n\cos\beta_1 \frac{d\beta_1}{d\lambda}$$
(µ3 2.1.11), (2.1.14)

$$\frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{d\beta_2}{d\lambda} \,. \tag{2.1.15}$$

Отсюда:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{dn}{d\lambda} \frac{\sin A}{\cos\beta_1 \cos\alpha_2},$$
(2.1.16)

или, в минимуме отклонения, т.е. при $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ и $\beta_1 = \beta_2 = A/2$:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = 2\frac{dn}{d\lambda} \frac{\sin(A/2)}{\{1 - n^2 \sin^2(A/2)\}}.$$
(2.1.17)

При продвижении в длинноволновую сторону уменьшается и $\frac{dn}{d\lambda}$, и *n*. А с уменьшением *n* растет знаменатель в (2.1.17), так что дисперсия призмы $\frac{d\phi}{d\lambda}$ убывает быстрее, чем дисперсия ее материала, $\frac{dn}{d\lambda}$.

2.1.3. Угловое увеличение

Пусть на поверхность призмы падает узкий пучок лучей из точки *I*, рис. 2.1.3*a*. Малый угол между крайними лучами пучка в плоскости главного сечения обозначим θ . В результате преломления продолжения этих лучей пересекутся в точке *I'* под углом ψ , который отличен от θ . Величина $\Gamma = \psi/\theta$ называется угловым увеличением призмы. Угол θ равен изменению угла падения $\Delta \alpha_1$ для крайних лучей пучка, а угол ψ – изменению угла выхода лучей - $\Delta \alpha_2$ из призмы. Полагая углы ψ и θ малыми, заменим конечные разности дифференциалами. Таким образом, $\Gamma = -d\alpha_2/d\alpha_1$.

В общем случае, см. (2.1.5) – (2.1.9), получим:

$$\Gamma = \frac{\cos \alpha_1 \cos \beta_2}{\cos \alpha_2 \cos \beta_1} \quad . \tag{2.1.18}$$

При установке в минимуме отклонения угловое увеличение равно единице. Если $\alpha_1 < \alpha$, то $\Gamma > 1$, при $\alpha_1 > \alpha - \Gamma < 1$. Если $\Gamma \neq 1$, то в меридиональной плоскости размер пучка, либо падающего, либо прошедшего, при прохождении через призму должен уменьшиться. На рис.

2.1.36 отмечены величины, пользуясь которыми нетрудно показать, что действительно угловое увеличение Γ равно отношению длин отрезков *bd* и *ac*.



Рис. 2.1.3. К расчету углового увеличения призмы.

2.1.4. Разрешающая способность

Предельная разрешающая способность призмы определяется тем, что фронт падающей на нее волны ограничен размерами призмы либо другого отверстия, ограничивающего ширину пучка – диафрагмы. Образуется дифракционный инструментальный контур, лимитирующий предельную разрешающую способность.



Рис. 2.1.4. К расчету разрешающей способности призмы, ограничиваемой дифракционным уширением.

Предположим, что на призму падает пучок параллельных лучей, ширина которого *b* ограничена диафрагмой, поставленной перед призмой, или размерами призмы, рис. 2.1.4. Главное сечение призмы – равнобедренный треугольник с основанием *T* и углом при вершине *A*. Если пучок ограничен диафрагмой, то рабочая часть призмы – трапеция с основаниями t_1 и t_2 , она работает так же, как треугольная призма с углом *A* и основанием (t_1-t_2).

В результате дифракции на щели шириной *b* угловое распределение энергии будет описываться формулой

$$I = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2},$$
 (2.1.19)

где $u = \pi \cdot b \cdot \sin(\phi) \lambda$. Угловое расстояние бор между главным максимумом (u = 0) и первым минимумом ($u = \pi$) этой функции равно:

$$\delta \varphi \approx \sin(\delta \varphi) = \lambda/b,$$
 (2.1.20)

а с учетом углового увеличения Г оно станет равным

$$\delta \psi = \Gamma \delta \varphi = \Gamma \lambda / b . \tag{2.1.21}$$

Если на призму падает пучок лучей, содержащий излучение двух линий с длинами волн λ и λ + $\delta\lambda$, то угловое расстояние $\delta\phi$ между направлениями на главные максимумы будет

$$\delta \varphi = \delta \lambda \cdot (d\varphi/d\lambda). \tag{2.1.22}$$

По критерию Релея из $\delta \phi = \delta \psi$ получим разрешение:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{b}{\Gamma} \cdot \frac{d\varphi}{d\lambda}.$$
 (2.1.23)

С учетом (2.1.11), (2.1.17) и (2.1.18) разрешающая способность $R = \lambda/\delta\lambda$ в общем случае равна:

$$R = \frac{b}{\Gamma} \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{b}{\Gamma} \frac{dn}{d\lambda} \frac{\sin A}{\cos\beta_1 \cos\alpha_2}, \qquad (2.1.24)$$

а для условия минимума отклонения, поскольку

$$\frac{t_1 - t_2}{2} = b \frac{\sin \frac{A}{2}}{\cos \alpha} , \qquad (2.1.25)$$

получим:

$$R = T \frac{d\mathbf{n}}{d\lambda}$$
 или $R = (t_1 - t_2) \frac{d\mathbf{n}}{d\lambda}$. (2.1.26)

Можно показать (проверьте), что для призмы заданных размеров наибольшая разрешающая способность достигается именно в условии наименьшего отклонения. До сих пор мы рассматривали призму, не поглощающую падающего на нее излучения. Но в действительности всегда имеет место та или иная степень поглощения, что сказывается не только на уменьшении общего количества энергии, пропущенной призмой, но и на ее разрешающей способности на коротковолновом краю рабочей области. Эффективно начинает работать только тонкая часть призмы.

Кроме того, идеальная призма характеризуется плоскими преломляющими гранями и постоянным во всем объеме показателем преломления. Реальная призма не удовлетворяет этим условиям. В результате неоднородности материала и неточности полировки фронт плоской волны, прошедшей призму, будет искажен. Эти искажения также влияют на разрешающую способность.

2.1.5. Аберрации призмы

Аберрации простой трехгранной призмы описаны в [5], там же имеются ссылки на более полное изложение этого вопроса. Здесь мы оговорим лишь их суть и ожидаемые проявления неустранимых аберраций.

Для призмы наиболее существенны аберрации, связанные с наличием в падающем на нее потоке непараллельных лучей, причем принципиально различные аберрации возникают из-за непараллельности друг другу лучей, лежащих в плоскости главного сечения (меридиональной плоскости прибора) и непараллельности лучей в сагиттальной плоскости (перпендикулярной к плоскости дисперсии).



Рис. 2.1.5. Искривление изображения щели при прохождении лучей через призму.

Лучи, вышедшие из верхней точки входной щели, после коллиматора дают параллельный пучок, составляющий угол γ с меридиональной плоскостью. Сечение призмы плоскостью с таким наклоном дает треугольник с преломляющим углом, большим *A*. В результате для лучей, исходящих из верхней и нижней точек входной щели, возрастает угол отклонения φ и дисперсия $d\varphi/d\lambda$, см. (2.1.16), (2.1.17). Расчет показывает, что *это приводит к искривлению изображения* – прямая входная щель изображается на выходе отрезком параболы:

$$y = \frac{z^2}{2\rho}, \quad \rho = f_2 \frac{n}{(n^2 - 1)\frac{\partial \varphi}{\partial n}} = f_2 \frac{\text{ctg}\alpha}{2(1 - n^{-2})}, \quad (2.1.27)$$

лежащей в фокальной плоскости и изогнутой в коротковолновую сторону. Здесь у и z – координаты в меридиональной и сагиттальной плоскостях; α – угол падения лучей на первую грань призмы (в условии минимума отклонения), φ – угол отклонения, n – показатель преломления. В коротковолновой части спектра n больше и искривление изображения сильнее.

Рис. 2.1.6. Призма в сходящемся пучке облаdaem астигматизмом, поскольку лучи, идущие в меридиональной и сагиттальной плоскостях преломляются по-разному.



Этот вид аберраций не столь страшен, поскольку в спектрографе мы при обработке спектрограммы всегда можем его учесть, а в монохроматорах просто делают искривленные щели.

Если же призма работает в сходящемся (расходящемся) пучке, то возникают неустранимые аберрации первого и второго порядков.

1) Астигматизм первого порядка:

$$K = -\frac{p}{d} \left(n - \frac{1}{n} \right) \cdot \operatorname{tg}^{2} \frac{A}{2} , \qquad (2.1.28)$$

где A – преломляющий угол призмы, d – расстояние от точки падения центрального луча на призму до фокуса сходящегося пучка, p – длина пути центрального луча в призме, т.е. расстояние ОО' на рис. 2.1.6.

2) Аберрации второго порядка, увеличивающие изображение в направлении дисперсии (δy) и в направлении высоты щели (δz) даются выражениями:

$$d \cdot \delta y = -\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \cdot \operatorname{tga} \cdot \left\{\frac{3m^2}{\cos^2 A_2} + \left(M - L\right)^2\right\}, \qquad (2.1.29a)$$

$$d \cdot \delta z = -\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \cdot \operatorname{tg} \alpha \cdot m \cdot (M - L).$$
(2.1.296)

Здесь α – угол падения на первую грань. Выражения даны для установки призмы в минимуме отклонения. Остальные обозначения – см. раздел 1.3 в [7].

2.1.6. Специальные виды призм (системы призм)

Простейшая призма треугольного сечения редко может удовлетворить требованиям построения удобного и качественного прибора. Поэтому обычно в СП используются комбинации призм, позволяющие получить нужный закон дисперсии, более удобную форму фокальной поверхности и т.д. В практике устоялись некоторые конкретные способы достижения желаемых параметров, – определенные системы призм, которые в большинстве случаев называются именами их авторов. Некоторые из них приведены на рис. 2.1.7.

Диспергирующие системы, состоящие из нескольких *склеенных призм*, применяются обычно для получения большей угловой дисперсии и (или) для получения желаемого угла отклонения лучей. Склеиваемые призмы изготовляются из различных сортов оптического стекла (с разными n и $\partial n/\partial \lambda$) и пригодны, как правило, лишь в видимой области спектра. В ультрафиолетовой и инфракрасной областях применение склеенных призм затруднительно, так как, во-первых, известные клеи здесь недостаточно прозрачны, а во-вторых, в этих областях обычно используются кристаллы с существенно различными коэффициентами теплового расширения. В этих случаях приходится применять последовательность призм, разделенных воздушным промежутком. Иногда применяются призмы с неплоскими поверхностями, комбинации призмы и зеркала и др.

Призма Резерфорда–Броунинга состоит из двух одинаковых призм с небольшим преломляющим углом, изготовленных из крона. Между ними находится третья призма, с большим преломляющим углом A и изготовленная из тяжелого флинта. Склеенная призма Резерфорда отличается от одиночной значительно большей дисперсией, а при заданной дисперсии – меньшими потерями на отражение. Крайние призмы имеют малый коэффициент преломления и хотя они несколько уменьшают суммарную дисперсию, но позволяют сделать A большим, так как уменьшают угол падения. Основной недостаток определяется тем, что при той же ширине падающего пучка длина хода лучей в склеенной призме больше, чем в одиночной. Поэтому применение призмы Резерфорда становится малоэффективным в фиолетовой части спектра, где поглощение тяжелых флинтов уже заметно.



- Рис. 2.1.7. Некоторые типы практически используемых призм.
 - а) Призма Резерфорда-Броунинга,
 - б) Призма прямого зрения, призма Амичи,
 - в) Призма постоянного угла отклонения, призма Аббе.



Призма прямого зрения Амичи. В ней для некоторой длины волны угол отклонения лучей равен нулю, так что можно сделать СП в трубе – оптические оси коллиматорного и камерного объективов совпадают. Она, как и призма Резерфорда, состоит из трех склеенных призм, кронфлинт-крон. Преломляющий угол и показатель преломления средней призмы больше, чем у боковых. Призма Амичи не дает столь высокой дисперсии, как призма Резерфорда, и оптическая длина пути в ней больше, т.е. больше потери на поглощение. Поэтому она не нашла широкого распространения и применяется лишь в компактных спектрографах и спектроскопах.

Призма Аббе также состоит из трех склеенных призм – двух прямоугольных полупризм с преломляющим углом 30° и прямоугольной призмы полного внутреннего отражения, отклоняющей лучи на 90°. Пространственное разложение спектра в этой системе происходит лишь на гранях полупризм. Призма Аббе обладает тем свойством, что для лучей любой длины волны, проходящих параллельно основаниям полупризм, угол отклонения равен 90°. По угловой дисперсии и потерям на отражение при преломлении на внешних гранях эта система эквивалентна одиночной призме с удвоенным углом преломления прямоугольных полупризм. Потери из-за поглощения в призме Аббе, конечно, больше, чем в одиночной призме ввиду большей длины хода лучей. Поэтому для увеличения пропускания в фиолетовой части спектра призма внутреннего отражения изготовляется из стекла с малым показателем преломления (из легкого крона), а диспергирующие полупризмы – из стекла с большой дисперсией (из тяжелого флинта).

Постоянство угла отклонения удобно в монохроматорах, в которых сканирование спектра осуществляется просто поворотом призмы, а коллиматоры остаются неподвижны. Тот же эффект может быть получен при комбинациях призмы и зеркала, например – в установке Водсворта (рис. 2.1.8), и с автоколлимационной призмой Литрова (рис. 2.1.9*a*), в которой угол отклонения равен 180°.

В установке Водсворта достаточно фиксировать относительное расположение призмы и зеркала, угол α . Тогда поворот всей системы относительно падающего луча приведет лишь к изменению угла отклонения пучка в призме D, но не суммарного угла отклонения φ .



Рис. 2.1.8 Схема постоянного угла отклонения, схема Водсворта.



Рис. 2.1.9 Призма Литтрова (а) и призма Корню (б).

Призма Литтрова очень удобна и используется часто. Во многих промышленных приборах с двойной монохроматизацией применяется комбинация призменного и дифракционного монохроматоров. Второй обеспечивает высокое спектральное разрешение, а первый – предварительную монохроматизацию и одновременно исключает такую неприятность, как наложение порядков дифракции. От него не требуется высокого разрешения, но желательно высокое качество изображения. Призма Литтрова проста и этим требованиям соответствует. По сути, в призме Аббе, рис. 2.1.7*в*, в схеме Водсворта и в призме Литтрова применена одна и та же идея – в ход лучей добавлено отражение. Различие только в том, как сделано зеркало и под каким углом установлено. Отражение происходит либо в поворотной призме, либо на дополнительном зеркале, либо зеркальной делается грань призмы.

Основным материалом для призм, прозрачных в ультрафиолетовой области спектра, служит кристаллический кварц, но его применение осложнено оптической анизотропией и связанным с ней расщеплением спектральных линий. Поэтому призмы из кристаллического кварца делаются с таким расчетом, чтобы избежать влияния двойного лучепреломления и оптической активности кварца на качество спектра, например, призма Корню.

Призма Корню (рис. 2.1.96) состоит из двух прямоугольных полупризм с преломляющим углом около 30°, вырезанных так, чтобы луч, идущий параллельно основанию (в условиях минимума отклонения для совокупности обеих призм), распространялся вдоль оптической оси кристалла. Они сделаны одна из право-, а другая из левовращающего кварца, в результате чего вращения плоскости поляризации не происходит. Однако для лучей, распространяющихся под углом к оси, вращение плоскости поляризации не скомпенсировано и они испытывают двойное лучепреломление, что может сказаться на качестве спектра.

Призма Литтрова, изготовленная из кристаллического кварца – удачная модификация призмы Корню. Для центрального луча здесь автоматически компенсируется вращение плоскости поляризации.

2.2. ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА

Дифракционная решетка представляет собой пластинку, на которую нанесен ряд параллельных равноотстоящих штрихов. Различают дифракционные решетки *прозрачные* и *отражательные*. В первом случае штрихи наносят на поверхности плоскопараллельной пластинки из прозрачного материала (например, стекла), во втором – на зеркальной поверхности. Для спектральных исследований чаще используются отражательные решетки.

Форма зеркальной поверхности, закон расположения штрихов на ней, форма и профиль штриха могут быть различны. Применяются плоские и вогнутые (чаще – сферические) отражательные решетки. Поверхность отражающего штриха в решетках, нарезанных механически, обычно делают наклонной к плоскости решетки для увеличения интенсивности пучка, дифрагирующего в нужном направлении. Такие решетки называют *решетками с профилированным штрихом*, или *решетками с концентрацией света*. Иногда подобные прозрачные решетки с большими отношениями шага решетки *t* к длине волны, т.е. предназначенные для работы в высоких порядках дифракции, называют *эшелеттами*, или *эшелонами*.

Вогнутые поверхности имеют смысл в тех случаях, когда необходимо предельно уменьшить количество элементов СП для минимизации потерь интенсивности. Например, в вакуумной УФ-области спектра (λ <180 нм, здесь воздух уже поглощает свет) и особенно при λ <110 нм, где отсутствуют прозрачные материалы, а коэффициенты отражения не превышают 5÷25%, широко применяются оптические схемы, не содержащие коллиматоров, – решетка и разлагает спектр и фокусирует его.

На плоской поверхности обычно наносят прямые, параллельные эквидистантные штрихи. На сферической вогнутой поверхности есть, как минимум, два существенно различных способа нанесения штрихов - как меридианы (сечения сферы плоскостями, проходящими через ее центр) либо как следы сечения сферы параллельными плоскостями. Ни в том, ни в другом случае расстояние между штрихами не постоянно по всей поверхности, но законы его изменения несколько различаются и различаются возникающие аберрации. Если поверхность не сферическая, а тороидальная или эллиптическая, то "простейших" вариантов расположения штрихов еще больше. Выбрать лучший можно только по возникающим аберрациям, да и то возможности выбора обычно ограничиваются имеющейся технологией изготовления решеток. По мере развития технологий совершенствовались и конструкции решеток, появились вогнутые решетки с переменным шагом, затем - голографические решетки (отражающие профили формируются методом объемной голографии при интерференции двух когерентных пучков), позволившие сделать резкий рывок к улучшению параметров дифракционных CΠ.

2.2.1. Дифракция на плоской отражательной решетке

Рассмотрим интерференцию отдельных волн, испытавших дифракцию на соседних отражающих полосках в плоскости *главного сечения*, перпендикулярного штрихам решетки. Интерференционные максимумы будут наблюдаться в тех направлениях, для которых разность хода соседних лучей окажется равна целому числу волн, т.е. положение максимумов должно определяться формулой:

$$t \cdot (\sin\varphi + \sin\varphi') = k\lambda. \tag{2.2.1}$$

Здесь t – шаг (постоянная) решетки, суммарная ширина отражающего и неотражающего участков; ϕ' – угол дифракции; ϕ – угол падения; k – целое число, порядок дифракции. Его называют также порядком спектра.

Будем считать положительными углы, которые отсчитываются от нормали к решетке N в сторону по часовой стрелке. Если мы определились с правилом выбора знака углов, то можно говорить о положительных либо отрицательных порядках дифракции, соответственно получающемуся знаку k в (2.2.1). Число положительных и отрицательных порядков в каждом конкретном случае легко определить из естественного условия $\phi, \phi' < \pi/2$.





При sin φ = -sin φ' получим k = 0, "нулевой" порядок, в котором (2.2.1) удовлетворяется для всех λ . Это – зеркальное отражение. При $k \neq 0$ угол дифракции зависит от длины волны, что и дает возможность применять решетку в качестве диспергирующего элемента. Но, в отличие от призмы, ДР раскладывает излучение каждой длины волны по *нескольким* порядкам дифракции, что приводит к потерям света и *наложению порядков*. Это – один из главных недостатков ДР. При одних и тех же условиях (t, φ и φ') мы получим, например, $\lambda = 600$ нм в первом (k = 1), 300 нм во втором (k = 2), 200 нм в третьем (k = 3) порядках. Поэтому дифракционные приборы зачастую приходится дополнять фильтрами или призменным прибором невысокого разрешения для выделения излучения нужного порядка.

2.2.2. Инструментальный контур и распределение энергии по дифракционным порядкам

Пространственное распределение интенсивности дифрагированного излучения можно получить, просуммировав вклады от всех отражающих полосок решетки. Для амплитуды получим:

$$S = A \cdot \frac{\sin u}{u} \cdot \sum_{k=0}^{m-1} e^{ik\delta} , \qquad (2.2.2)$$

где m – полное число штрихов на рабочей поверхности, A – амплитуда падающей волны, дробь описывает пространственное распределение в дифрагированном пучке (см. раздел 1.2 в [7], стр. 16), а сумма – вклады от всех полосок решетки. Величины u и δ – сдвиги фаз в одиночном дифракционном контуре и между контурами, рожденными двумя соседними полосками:

$$u = \pi b'(\sin\varphi + \sin\varphi')\lambda$$
, $\delta = 2\pi t(\sin\varphi + \sin\varphi')/\lambda$. (2.2.3)

Здесь $b'=b\cdot\cos\varphi$, b-ширина полоски

Сумму в (2.2.2) можно вычислить по формуле для геометрической прогрессии. Интенсивность равна квадрату модуля *S*, так что после несложных преобразований получим:

$$I = S \cdot S^* = A^2 \cdot \frac{\sin^2(u)}{u^2} \cdot \frac{1 - \frac{1}{2} \left(e^{im\delta} + e^{-im\delta} \right)}{1 - \frac{1}{2} \left(e^{i\delta} + e^{-i\delta} \right)},$$
(2.2.4)

или, обозначив

$$\upsilon = \delta/2 = \pi t (\sin\varphi + \sin\varphi')/\lambda \qquad (2.2.5)$$

и заменив комплексные выражения тригонометрическими, придем к обычной записи этого выражения:

$$I = A^{2} \Phi(u) \Psi(v) = A^{2} \frac{\sin^{2}(u)}{u^{2}} \cdot \frac{\sin^{2}(mv)}{\sin^{2}v}.$$
 (2.2.6)

Функции $\Phi(u)$ и $\Psi(v)$ определяют соответственно угловое распределение, возникающее при дифракции на отдельной полоске, и результат суммирования по полоскам. $\Phi(u)$ дает широкий контур, промодулированный более тонкой структурой $\Psi(v)$.

Графики $\Phi(u)$ и $\Psi(v)$ представлены на рис. 2.2.2. Главные максимумы функции $\Psi(v)$, амплитудой m^2 , соответствуют $v_k = 0, \pm k\pi...,$ где k – порядок дифракции, см. (2.2.1). Между ними находятся m–2 вторичных максимумов (пренебрежимо малой амплитуды) и m–1 минимум, ближайший из которых – в точке $mv = m(v_k - \delta v) = (mk - 1)\pi$. Таким образом, *полуширина главного максимума равна* $\delta v = \pi/mk$.

Если мы устремим $b \to t$, т.е. $u \to v$, то физически вместо решетки получим зеркало шириной *mt*, а математически выражение (2.2.6) превратится в (1.2.5) (см. [7]), с точностью до множителя m^2 , учитывающего увеличение в *m* раз ширины отражателя (множитель A^2 в (2.2.6) определяет поток, падающий на одну полоску шириной $b \to t$) и уменьшение в *m* раз ширины дифракционного максимума.



Рис. 2.2.2. Графики функций Ф(и) и Ψ(v)/m² для случая b cosφ=t/3. Функция Ψ(v) построена для решеток с полным количеством штрихов m=6, 12 и 100. Интенсивность вторичных максимумов быстро уменьшается с ростом т.

2.2.3. Дисперсия и меридиональное увеличение

Угол отклонения лучей на решетке $\theta = \phi' - \phi$, так что угловая дисперсия (см. (2.2.1)):

$$D_{\theta} = d\theta/d\lambda = k/(t \cdot \cos\varphi') = kN_1/\cos\varphi', \qquad (2.2.7)$$

где $N_1=1/t$ –число штрихов на 1 мм. Уменьшение постоянной решетки t и увеличение порядка спектра приводят к пропорциональному возрастанию угловой дисперсии прибора.

Угловое увеличение решетки можно определить по изменению ширины волнового фронта пучка:

$$\Gamma = \frac{\cos\phi}{\cos\phi'}.$$
(2.2.8)

В нулевом порядке ($\phi = -\phi'$) и в автоколлимации ($\phi = \phi'$) Г=1.

2.2.4. Разрешающая способность решетки

Спектральное разрешение решетки определяют полуширина главных максимумов функции $\Psi(v)$ и дисперсия.

Их положение соответствует $v = \pi(\sin\varphi + \sin\varphi')t/\lambda = k\pi$. Ближайшие нули – при $m(v - \delta v) = (mk - 1)\pi$, так что $\delta v = \delta \varphi' \cdot \cos\varphi' \cdot t/\lambda = k\pi$. Отсюда, по критерию Релея, получим:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\lambda}{\delta\varphi'} D_{\theta} = km . \qquad (2.2.9)$$

Разрешающая способность определяется только порядком спектра и полным числом штрихов решетки *m*. Существенное увеличение числа штрихов решетки возможно лишь за счет уменьшения ее постоянной, так как в ином случае придем к решеткам больших размеров. Поэтому для увеличения разрешающей способности иногда приходится работать в высоких порядках дифракции. Правда, сейчас технически возможно изготовление решеток с очень малым шагом. Механически можно нарезать до 3600 штрихов на 1 мм.

2.2.5. Наложение порядков

Основная формула решетки (2.2.1) показывает, что одни и те же углы дифракции будут наблюдаться для всей совокупности длин волн λ_k , удовлетворяющих соотношению

$$t(\sin\varphi + \sin\varphi') = k\lambda_k, \ \lambda_k = \lambda_1/k, \tag{2.2.10}$$

где k – вся последовательность натурального ряда чисел, возможных для данной решетки. Если наш рабочий диапазон заключен в пределах $\lambda_{\rm H} < \lambda_{\rm B}$ и мы хотим работать в k -м порядке, то наложения порядков не будет, если выполняются условия

$$k \lambda_{\rm H} > (k-1)\lambda_{\rm B};$$
 $k \lambda_{\rm B} < (k+1)\lambda_{\rm H}.$ (2.2.11)

Второе неравенство жестче, так что:

$$\frac{\lambda_s}{\lambda_{\mu}} \le 1 + \frac{1}{k}, \qquad \text{или} \tag{2.2.12}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{\mu}} = \frac{\lambda_{e} - \lambda_{\mu}}{\lambda_{\mu}} \le \frac{1}{k}.$$
(2.2.13)

Отсюда видно, что рабочий диапазон, в котором отсутствует наложение изображений различных длин волн, тем меньше, чем выше порядок дифракции, или, что то же самое, чем больше длин волн укладывается в разности хода лучей от соседних штрихов.

2.2.6. Решетки с профилированным штрихом

Дифракционная решетка способна разложить падающее на нее излучение в довольно широкий (по углу) спектр только потому, что ширина каждого штриха сравнима с длиной волны, поэтому он отражает излучение в широкий дифракционный максимум. Но интенсивность отражения довольно существенно зависит от угла наблюдения.

На рис. 2.2.2 функции $\Phi(u)$ и $\Psi(v)$ нарисованы в предположении $t = 3b \cdot \cos\varphi$. Видно, что их произведение даже для случая столь узких отражающих полосок даст в первый порядок дифракции примерно 0,65 от интенсивности нулевого порядка. В более высокие порядки – еще меньше. Увеличить полезную долю света в нужном направлении можно только повернув отражающие плоскости штриха так, чтобы максимум функции $\Phi(u)$ был направлен туда же, куда направлен нужный нам главный максимум $\Psi(v)$. Если плоскости штриха и решетки не совпадают, то в выражения для u и v нужно подставлять различные углы падения лучей, что и позволит сместить профили функций $\Phi(u)$ и $\Psi(v)$ относительно друг друга.

На рис. 2.2.3 изображен разрез в главном сечении профилированной отражательной решетки, у которой плоскость штриха повернута относительно плоскости решетки на угол γ (этот угол называется *углом блеска*). Здесь *t* и *b* – шаг решетки и ширина отражающей поверхности штриха; *N* и *N'* – нормали к решетке и к штриху. Углы падения и дифракции φ и φ' отсчитываются от нормали *N*. Как и раньше, положительными считаем углы, получающиеся вращением соответствующей нормали по часовой стрелке. Рис. 2.2.3. Решетка с профилированным штрихом.



Пусть *i*, *i'* – углы между лучами и нормалью *N'*, $\beta = (\phi + \phi')/2$, а $\theta = (\phi' - \phi)/2$. В этих обозначениях θ – половина угла между лучами, а β – угол поворота их биссектрисы относительно нормали к решетке. В этих обозначениях

 $\varphi = \beta - \theta, \varphi' = \beta + \theta, \quad i = \varphi - \gamma = (\beta - \gamma) - \theta, \quad i' = \varphi' - \gamma = (\beta - \gamma) + \theta.$ Для *и* и *v* имеем:

 $u = \pi b \cos\varphi(\sin i + \sin i') / \lambda = 2\pi b \cos\varphi \sin(\beta - \gamma) \cos\theta / \lambda, \qquad (2.2.14a)$

 $v = \pi t (\sin\varphi + \sin\varphi') / \lambda = 2\pi t \cdot \sin\beta \cdot \cos\theta / \lambda.$ (2.2.146)

Оказывается, что величина v, аргумент в функции $\Psi(v)$, определяющей положения главных максимумов, не зависит от γ , а u – зависит, причем, если окажется, что в положении, соответствующем нужному нам дифракционному максимуму, $\beta = \gamma$, то u = 0 и $\Phi(u) = 1$. Это – случай зеркального отражения от поверхности штриха. Напротив, в нулевом порядке, при $\beta = 0$, интенсивность будет меньше, чем в рабочем порядке.

Эффективность решеток с профилированным штрихом демонстрирует рис. 2.2.4, на котором представлены графики зависимости функции $\Phi(u)$ от длины волны в первом порядке дифракции для решетки со следующими параметрами: $1/t = N_1 = 1200$ штрихов на 1 мм, $b/t = bN_1 = 0.8$, угол блеска $\gamma = 9^\circ$, 12° или 18° . Расчет проведен для установки с фиксированными направлениями лучей, угол между которыми $2\theta = 60^\circ$. Сканирование производится поворотом решетки относительно падающего и дифрагированного лучей.



Рис. 2.2.4. Зависимость функции Φ(и) от длины волны для профилированных решеток с плотностью штрихов 1200/мм и различными углами наклона штриха γ.

Главный максимум функции $\Psi(v)$ в первом порядке соответствует $v = \pi$, т.е. $\lambda = 2 \cos\theta \sin\beta/N_1$, где β – угол поворота решетки. Для расчетов получаем:

$$\sin\beta = \frac{\lambda N_1}{2\cos\theta}; \quad u = \pi b N_1 \cos(\beta - \theta) \frac{\sin(\beta - \gamma)}{\sin\beta}$$
(2.2.15)

Из рис. 2.2.4 видно, что с увеличением γ растет и граничная длина волны, для которой решетка эффективна, и соответственно сдвигается максимум эффективности. Поэтому делают подобные решетки, согласуя угол γ с предполагаемой оптической схемой прибора (угол θ) и требуемой рабочей областью.

2.2.7. Неплоские решетки

В тех случаях, когда желательно минимизировать количество элементов в оптической схеме СП, решетку можно нарезать на вогнутой фокусирующей поверхности и тем самым совместить на одном элементе функции дисперсии и коллимации. Обычно берется сферическое зеркало (задается радиус кривизны), тороид (для компенсации астигматизма сагиттальный радиус кривизны должен быть меньше меридионального, их оптимальное отношение зависит от углов θ и β), либо эллипсоид вращения. На таких решетках может быть построен монохроматор всего с одним отражающим элементом, см. раздел 2.4.2.

2.2.8. Аберрации решеток

Для приборов с плоской решеткой в основном существенно *ис*кривление спектральных линий, обусловленное, как и для призмы, особенностью прохождения лучей, не параллельных плоскости главного сечения. Если лучи идут под углом δ к плоскости главного сечения, то положение главного максимума определяется выражением:

 $t \cdot \cos\delta \cdot (\sin\varphi + \sin\varphi') = k\lambda$, (2.2.16)

то же, что (2.2.1), но эффективная постоянная решетки изменена в соѕб раз.

У вогнутых решеток возникают все аберрации, характерные для фокусирующих систем зеркал без оси симметрии и, естественно, они различны для сферических, тороидальных, эллиптических поверхностей. Основные – астигматизм 1-го и 2-го порядков, искривление спектральных линий. Для приборов со сферической решеткой и с небольшой апертурой (до 4–5°) достаточно рассмотреть еще кому 2-го порядка. Вклад тех или иных типов аберраций существенно различен для разных схем использования решеток.

Для более полного ознакомления с этим вопросом см. [5], гл. VI.1, и ссылки в ней.

2.3. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ УЗЛЫ СП

2.3.1. Фокусирующие системы

Здесь мы рассмотрим наиболее широко применяемые схемы коллиматоров спектральных приборов и осветителей – оптических систем, фокусирующих излучение источника света на входную щель СП, либо излучение, выходящее из монохроматора, на образец. В приборостроении это один из наиболее важных вопросов, но он относится более к техническим наукам, чем к физике. Поэтому мы рассмотрим фокусирующие системы с точки зрения потребителей, а не разработчиков.

2.3.1.1. Коллиматоры и объективы

Задача коллиматоров – преобразовать расходящийся от входной щели поток в параллельный пучок, объективов – наоборот, параллель-

ный пучок сфокусировать на выходную фокальную поверхность. И, конечно, с минимальными аберрациями и минимальными потерями света. В спектрографах и полихроматорах *объектив камеры* должен обеспечить также удобную форму фокальной поверхности (например – плоскую) и качественное изображение во всех ее точках. В монохроматорах эта задача несколько проще. Нет требований к форме фокальной поверхности и можно избежать аберраций децентрировки, связанных с неаксиальными лучами в объективе, так что основные факторы, приводящие к искажению изображения, – конечная высота входной щели и аберрации диспергирующего элемента.

Основные параметры этих узлов – светосила, линейный размер и фокусное расстояние.

Светосила, т.е. телесный угол, в котором собирается излучение от входной щели, либо выходит из монохроматора, существенна при построении внешних оптических систем – осветителей. Очевидно, светосилы должны быть согласованы.

Линейный размер определяет апертуру пучка и, следовательно, дифракционный предел разрешения (см. [7], раздел 1.2.1). Фокусное расстояние обычно не является самостоятельным предметом обсуждения. Можно считать, что это вторичный параметр, однозначно определяемый выбранными по принципиальным соображениям светосиле и апертуре. Но знать его необходимо, т.к. и линейная дисперсия, и оптимальная ширина щели пропорциональны фокусному расстоянию.

Построение высококачественных линзовых коллиматоров, в которых непросто избавиться от хроматических аберраций, – задача сложная. Их расчет – самостоятельная наука, но общая схема расчета вполне описывается известными законами геометрической оптики линзовых систем со *сферическими* или цилиндрическими поверхностями. Дополнительные *цилиндрические* линзы часто используют для компенсации *астигматизма неосевых фокусирующих систем*, возникающего обычно в зеркальных коллиматорах.

Рис. 2.3.1. Влияние хроматической аберрации на ориентацию и форму фокальной поверхности спектрографа. $\lambda_1 > \lambda_2$, $f_1 > f_2$.



Линзовый объектив-ахромат – сложное и дорогое устройство, не всегда оправдываемое экономически. В спектрографах зависимость фокусного расстояния от длины волны приводит просто к искривлению и наклону фокальной поверхности, см рис. 2.3.1. В монохроматорах, в том числе – в УМ1, используемом в работах "Фотопроводимость" и "Фотоэлемент", приходится перемещать входной коллиматор или объектив камеры, добиваясь оптимальной фокусировки в рабочей области.

Зеркальные коллиматоры монохроматоров чаще выполняют на несферических зеркалах – параболоидных. Реже применяются гиперболоидные и эллипсоидные (имеются в виду фигуры вращения).



Рис. 2.3.2. Параболический осевой коллиматор.

На рис. 2.3.2 показан ход лучей в осевом параболическом зеркальном коллиматоре. Преимущество параболоидного зеркала перед сфериотсутствие сферических аберраций. возрастающих ческим пропорционально кубу апертуры (см. выражения (1.3.1 а), (1.3.1 б)). Недостаток – большие, чем у сферы [5] аберрации децентрировки. Поэтоустройство. помещаемое в фокусе коллиматора (источник MV излучения), нельзя вынести за пределы параллельного пучка, а оно может быть довольно громоздко.

Введя дополнительное зеркало (рис. 2.3.2 б), можно отклонить лучи, сходящиеся к фокусу параболоида и вынести их за пределы параллельного пучка. Если для этого использовать плоское зеркало, то оно не внесет никаких дополнительных аберраций, но тоже неизбежно задиафрагмирует центральную часть параллельного пучка и уменьшит светосилу.



Рис. 2.3.3. Объектив Косегрена – комбинация параболического вогнутого и эллиптического выпуклого зеркал. Степень перекрывания зависит от того, сколь близко к фокусу мы поставим отклоняющее зеркало. Плоское зеркало приходится ставить довольно далеко, т.к. необходимо вынести изображение фокуса за пределы зеркала. Но можно поставить выпуклое зеркало с таким расчетом, чтобы поместить его поближе к фокусу параболы, а фокус системы вынести за пределы параболы. Получим *объектив Косегрена*, рис.2.3.3 [5]. Аберрации будут минимизированы, если выпуклое зеркало – эллипсоид вращения, а оси параболоида и эллипсоида совпадают.



Рис. 2.3.4. Внеосевой параболический коллиматор, ход лучей (а) и изготовление внеосевых параболоидов из большого осевого(б).

Но в спектральных приборах объектив Косегрена используется редко. Основное его преимущество перед многими другими – соосность входящего и выходящего пучков – не очень принципиально, так что обычно поступают проще и делают коллиматоры с *внеосевыми параболоидами*, рис. 2.3.4. Реально изготавливается большой осевой параболоид и из него вырезаются периферийные части. Для такого зеркала кроме фокусного расстояния необходимо точно знать его ориентацию (глазом бывает трудно определить, где крутизна больше, где меньше) и угол отклонения центрального луча.

2.3.1.2. Входные осветители

Светосила и разрешающая способность являются основными параметрами СП. Для наиболее полного их использования прибор необходимо правильно осветить. Только в редких случаях удается расположить источник света в непосредственной близости к входной щели прибора. Обычно он располагается на некотором расстоянии и излучение на щель передается с помощью специальной оптической системы.





 δ

Рис. 2.3.5. Наиболее употребительные схемы конденсоров:

- а линзовый;
- б зеркальный;
- в световод;
- г зеркально-линзовый.

Оптическая система, служащая для освещения щели, называется конденсором. Конденсоры применяют, если угловые размеры источника недостаточны для непосредственного освещения щели, а также – когда задачей исследования является изучение спектра отдельных участков источника. В качестве конденсора может использоваться любая линза, подходящая по своим размерам, так как к качеству конденсорной оптики предъявляются гораздо меньшие требования, чем к оптике спектрального прибора. С различными конструкциями конденсоров можно ознакомиться в [3, 4, 6]. Некоторые схемы конденсоров приведены в схемах промышленных спектральных приборов.

Пожалуй, основное соображение, которое надо иметь в виду, это то, что никакая оптическая система не может увеличить яркость осветителя. Единственно, чего можно достичь, – придвинуть изображение источника к входной щели, рис. 2.3.5*а-в*, либо (для прозрачных источников, например, газовых) увеличить долю собираемого излучения, рис. 2.3.5*г*.

Если мы имеем протяженный источник, который виден из входной щели под углом не меньше апертурного угла прибора, то никакой дополнительной оптики не требуется. Обычно все-таки источник мал либо мы не можем придвинуть его достаточно близко к щели, чтобы заполнить апертуру. Чаще всего в таких случаях используются линзовые (рис. 2.3.5a) либо зеркальные конденсоры (рис. 2.3.5b). Приближая изображение источника к щели, они позволяют собрать излучение из большего угла. Конструируя такие осветители, необходимо заполнить апертуру спектрального прибора, но не вводить излишних внеапертурных пучков, т.е. должны быть выполнены требования:

$$\frac{d_1}{f_1} = \frac{d_k}{f_2}; \qquad \frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} = \frac{1}{f_k}.$$
(2.3.1)

Световод, рис. 2.3.5*в*, оказывается эффективен в тех случаях, когда поверхность трубки имеет большой коэффициент отражения. Лучше всего, если это – цилиндр из прозрачного материала, в котором эффект полного внутреннего отражения возникает при углах скольжения α , превышающих величину $\psi_1/2$, где ψ_1 – апертурный угол прибора. Коэффициент преломления оптического стекла в видимой области – порядка 1,3 или более, угол полного отражения > 35°, что достаточно для сверхсветосильных приборов¹.

Для более жесткого излучения, где нет прозрачных материалов, приходится использовать полые трубки с отражающими стенками. Коэффициент отражения всех материалов при малых углах скольжения близок к единице, но заметно от нее отличается даже при углах в несколько градусов. В этом случае световод менее эффективен, но он прост и потому широко используется.

Комбинация зеркала и линзы, рис. 2.3.5*г*, в ряде случаев позволяет почти вдвое увеличить освещенность щели.

2.3.2. Интегрирующая сфера

Это устройство незаменимо для измерения интенсивности излучения от источников с произвольной индикатрисой. В спектроскопии чаще всего оно используется для измерения коэффициентов отражения диффузно отражающих образцов.

"Интегрирующая сфера" – распространенное название *светомерного шара* Ульбрихта, одного из гениальнейших изобретений, вроде колеса. Он позволяет простым методом решить сложнейшую задачу сбора излучения во всем телесном угле 4π .

¹ Реально керн светопровода (световедущую жилу) нужно помещать в защитную оболочку. У оболочки, конечно, n > 1 и угол полного внутреннего отражения у светопровода получается меньше, чем на границе с воздухом, но уже подобрано много пар веществ для керна и оболочки, дающих отличные результаты. В связи с развитием оптоволоконных линий связи отработаны технологии изготовления кварцевых светопроводов большой длины. Они позволяют работать в области от ИК до примерно 200 нм (дальше пропускание существенню уменьшается) и позволяют перенести излучение от объекта до спектрографа на практически произвольное расстояние.

Рис. 2.3.6. Фотометрический (светомерный) шар Ульбрихта.

S – источник света,

Э – экран.



Классическая схема фотометра Ульбрихта показана на рис. 2.3.6, из которого ясен и принцип действия.

На внутренней поверхности сферической полости радиуса R нанесено диффузно отражающее покрытие с коэффициентом отражения ρ , близким к единице. Каждая точка поверхности шара освещена *первичным* потоком от источника света S и *вторичным*, многократно переотраженным. Расчет показывает, что вторичная освещенность Eодинакова для всех точек сферы, не зависит от места расположения источника и его диаграммы направленности, линейно зависит от светового потока F, излучаемого источником и равна:

$$E = \frac{F}{4\pi R^2} \frac{\rho}{1-\rho},$$
 (2.3.2).

Если $\rho \rightarrow 1$, то $E \rightarrow \infty$. Рожденный источником свет никуда не исчезает, так что бесконечно накапливается. Поскольку всегда $\rho < 1$ и существуют потери света на неизбежных технологических отверстиях, в том числе – для ввода излучения или самого источника излучения (как на рис. 2.3.7), для вывода света на регистрацию и т.д., то *E* всегда конечна. Более того, из-за потерь света возникает и неравномерность освещения внутренней поверхности. Идеальная равномерность может быть достигнута при бесконечном числе переотражений, а в реальных конструкциях оно составляет 10–100.

В стенке шара имеется небольшое отверстие, на которое не падает *первичный* поток, а только – *вторичный* (для этого введен экран Э, покрытый таким же отражающим слоем, как и сфера). Освещенность окна определяется выражением (2.3.2). Но этот свет идет в окно из телесного угла 2π и его угловое распределение зависит и от положения источника. Если детектор поместить непосредственно в окно, могут возникнуть ошибки из-за анизотропии его чувствительности. Кроме того, само наличие окна нарушает условия, для которых получено соотношение (2.3.2). Чтобы уменьшить эти неточности, окно закрывают светорассеивающим экраном, например – молочным стеклом, желательно с матовой поверхностью. Оно большую часть излучения отражает и лишь малую пропускает. При этом угловые распределения падающего и прошедшего излучений не взаимосвязаны, так что показание фотоприемника будет пропорционально световому потоку, упавшему на окно. Однажды откалибровав такое устройство по известному источнику, можно проводить измерения абсолютных интенсивностей излучения любых других.





Для измерения коэффициента отражения незеркальных поверхностей (в частности, прессованных порошков) такой шар используется в несколько измененном виде. Поскольку положение источника *S* не принципиально, то его можно поместить и на поверхности сферы, причем – практически в любом месте. Обычно изображенный разрез расположен в приборе вертикально, а выходное окно и стоящий за ним ФЭУ расположены горизонтально. Здесь также нужны молочное стекло и экран для его защиты от первично отраженного образцом излучения (не показан).

В стенке сферы делают два отверстия, к которым снаружи прижимают образцы. Один – эталонный, второй – исследуемый, см. рис. 2.3.7. Напротив них – также два отверстия для ввода излучения (по стрелкам) от модулирующего светоделителя¹ и для вывода зеркальной компоненты отражения. Часто интересуют только потоки, диффузно отраженные образцами, а зеркальная компонента может оказаться существенно интенсивнее диффузной. Если же зеркальная компонента тоже нужна, то достаточно изменить геометрию так, чтобы она не попадала в световое отверстие. Например, можно при той же расстановке

¹ Этот светоделитель должен попеременно направлять падающий на него луч то на один, то на другой образец. Делать их можно по-разному. Один из способов – см. в следующем разделе.

образцов обойтись одним отверстием для ввода излучения, на рисунке – в нижней точке сферы.

На выходе получается промодулированный сигнал. Дальше можно просто измерить амплитуду модуляции и получить абсолютную величину разности коэффициентов отражения. А можно независимо измерить сигналы обеих фаз и вычислить отношение или разность коэффициентов отражения. Каждый поступает, как ему надо. Но принципиально важно, что оба отраженных потока регистрируются одним детектором (ФЭУ). Это существенно повышает точность измерений, т.к. сделать два детектора с одинаковой чувствительностью практически невозможно.



Выражение (2.3.2) справедливо для сферы без отверстий и для коэффициента отражения, близкого к единице. Без отверстий обойтись невозможно, но коэффициент отражения удается сделать довольно близким к единице, см. рис. 2.3.8.

Подобные устройства часто используются для исследования центров окраски щелочногалоидных кристаллов или изменений спектров поверхностей прозрачных порошков при различных обработках. Иными словами – слабых линий поглощения, возникающих в прозрачных веществах. Здесь важны именно диффузные компоненты отражения, так как они формируются в результате многократных переотражений на границах зерен порошка.



Рис. 2.3.9. Схема устройства для измерения сравнительных спектров пропускания двух образцов.

Пояснения в тексте.

Задача сравнения спектров двух образцов возникает очень часто. Например, при исследовании растворов. В этом случае нужно получить два *одинаковых* пучка света, проходящих до приемника *одинаковые* пути, но через разные кюветы. В одну мы можем поместить интересующий раствор, в другую – чистый растворитель.

Один из способов решения этой задачи показан на рис. 2.3.9.

В устройстве имеются два синхронно вращающихся секционных зеркала (ВЗ1 и ВЗ2) и два неподвижных зеркала (З1 и З2). Секционные зеркала – диски, в которых некоторые секторы вырезаны, некоторые оставлены и покрыты отражающим слоем. Размер и количество прозрачных и отражающих секторов должны быть одинаковы. Тогда при вращении они отражают или пропускают входной луч в равные отрезки времени.

ВЗ1 и ВЗ2 вращаются одним двигателем, что обеспечивает синхронность, а сфазированы они так, что когда ВЗ1 пропускает, ВЗ2 отражает луч. И наоборот. Таким образом, в одной фазе луч идет через кювету 1, отражается от З1 и ВЗ2, оттуда – на выход устройства. В другой – отражается от ВЗ1 и З2 и проходит на выход через кювету 2. В обоих случаях оптические пути одинаковы. То, что двух одинаковых кювет и двух одинаковых зеркал сделать невозможно, не особо принципиально. Эти различия можно сделать малыми, так что в некоторых случаях они будут не существенны, а если существенны, то можно сначала откалибровать систему – не заливать образцы и промерить спектры одинаковых объектов, пустых кювет или кювет с растворителем. При наличии компьютеров далее очень просто это различие учесть.

Такие же устройства можно использовать и для исследования пропускания твердых образцов. Вместо кювет нужно поставить держатели для них.

2.4. КОНСТРУКЦИИ И ПАРАМЕТРЫ СП

Под "спектральными приборами" (СП) мы здесь понимаем оптические приборы, в которых тем или иным способом производится пространственное разделение монохроматических компонент и затем – либо выделение щелью узкого участка из широкого спектра излучения, либо одновременная регистрация нужной области спектра каким-либо позиционночувствительным детектором. Иными словами, призменные и дифракционные приборы.

Такие СП обеспечивают относительно невысокое разрешение, порядка $R=10^3 - 10^5$, и используются для анализа спектрального состава излучения, испускаемого (отраженного, пропущенного) изучаемым объектом, либо – для построения монохроматических осветителей, выделяющих и направляющих на объект узкий спектральный интервал. Их действие основано на пространственном разложении спектра, при котором направление выходящего луча зависит от длины волны. На выходе либо выделяется часть спектра с тем, чтобы направить его на детектор или исследуемый объект, либо просто измеряется распределение интенсивности по фокальной поверхности.

СП можно классифицировать по основным их характеристикам:

1) по основному назначению прибора – на осветители (монохроматические) и анализаторы спектра;

2) по способу разделения и выделения компонент спектра – на призменные, дифракционные, интерференционные (последние мы здесь не рассматриваем);

 по способу регистрации – на приборы с визуальной, фотографической, фотоэлектрической регистрацией. Они называются соответственно: спектроскоп, спектрограф или спектрометр (спектрофотометр).

2.4.1. Общая оптическая схема прибора

В общем случае принципиальная оптическая схема СП (рис. 2.4.1) включает:

- входную щель S_1 ;

– коллиматорный объектив O_1 , в фокальной плоскости которого расположена щель S_1 , так что на выходе получаются параллельные пучки лучей от каждой точки входной щели;

– диспергирующее устройство *D*, которое отклоняет лучи на различные углы $\theta(\lambda)$, зависящие от длины волны излучения λ , т.е. превра-
щает параллельный пучок от каждой точки щели в веер монохроматических пучков параллельных лучей;

- фокусирующий объектив (объектив камеры) O₂;

– выходную щель S_2 (на рис. 2.4.1 не показана) или детектора излучения (например – кассеты с фотопленкой или позиционно чувствительный детектор, ПЧД), которые помещаются на фокальной поверхности P объектива O_2 .



Рис. 2.4.1. Общая схема спектрографа. Не показано реальное отклонение лучей на диспергирующем элементе на угол θ(λ), показана только зависимость этого угла от λ.

На поверхности *P* получаются монохроматические изображения входной щели, совокупность которых и образует спектр. Кроме того, в оптическую схему СП входят также осветительная часть с источником излучения и приемно-регистрирующая часть. В некоторых случаях отдельные элементы оптической схемы могут отсутствовать, но не диспергирующий элемент.

У спектро<u>графа</u> на фокальной поверхности P размещена кассета с фотопленкой или фотопластинкой. У спектро<u>метра</u>, спектро<u>фотометра</u> чаще всего используется комбинация выходной щели S_2 и расположенного за ней фотоприемника. С развитием микроэлектронной техники появилась возможность фотоэлектрической регистрации, с помощью фотодиодных линеек или матриц¹, всего спектра одновременно и сейчас спектрографы на УФ-видимую область выпускаются почти исключительно в таком исполнении.

¹ Подобные матрицы используются, например, в электронных фотоаппаратах. Только там добавляется еще требование избирательной, цветовой чувствительности. В СП обычно используются не матрицы (с двумерной сеткой фотоэлементов), а линейки (одномерные устройства) и с возможно более широкой полосой чувствительности.

Если в спектрометре стоит выходная щель и один фотоприемник, то говорят, что это – спектрометр с одноканальной регистрацией¹. Для измерения всего интересующего спектра в таком приборе приходится сканировать спектр, т.е. последовательно выводить на щель S_2 различные участки спектра и регистрировать их последовательно. Недостатки такого прибора очевидны – если интенсивность источника не постоянна во времени (источник нестабилен, шумит), то и относительные интенсивности различных компонент зарегистрированного спектра будут искажены. Иногда существенно также, что в каждый момент времени используется для измерения только одна компонента излучения, остальные (обычно – более 99% всей мощности) просто теряются.

Преимущество – фотоэлектрическая регистрация, в которой может быть использован ФЭУ, прибор более быстрый и точный, чем фотопленка и даже современные фотодиодные системы.

Одноканальный спектрометр позволяет также значительно уменьшить полную засветку (экспозицию) образца за время регистрации спектра. Вопрос о том, где помещать исследуемый образец (устройства типа описанных в разд. 2.3.2, 2.3.3) – на входе или на выходе СП, всегда не прост. На входе – проще, там не очень велики требования к защите от случайной засветки и возможно использование спектрографа для быстрой регистрации всего спектра одновременно. Но пропускная способность спектрографов невелика и на образец нужно посылать интенсивности, иногда на порядки превышающие те, что попадут затем на фотоприемник. Для фоточувствительных образцов это плохо. Если в образце могут происходить фотохимические процессы, то его засветку нужно по возможности минимизировать. В таком случае единственно возможным оказывается одно- или двухканальный спектрометр.

Основная часть спектрометра, включающая: входную щель, коллиматорный и фокусирующий объективы, диспергирующее устройство, выходную щель, называется монохроматором.

На фокальной поверхности P можно установить несколько выходных щелей S_2 , чтобы одновременно несколькими датчиками регистрировать попадающее в них излучение. Такие приборы, *полихроматоры*, имеют смысл в тех случаях, когда однозначно опреде-

¹ Если имеется и светоделительное устройство, позволяющее работать одновременно с двумя сравниваемыми образцами, спектрограф называют *двух-канальным*. Одно из таких устройств описано в разд. 2.3.3.

лены интересующие длины волн. Например, для спектрально-эмиссионного анализа состава образцов в промышленных лабораториях.

2.4.1.1. Параметры оптической схемы

Здесь мы несколько уточним суть и способы определения параметров, введенных в разделе 1.1 пособия [7]. Определения использованных терминов см. там же. Ссылки на разделы и формулы, начинающиеся с цифры "1" – также относятся к [7].

В оптической схеме (рис. 2.4.1) существенны следующие основные характеристики, определяемые конструкцией и используемыми материалами:

 τ_{λ} – пропускание оптической схемы, параметр, учитывающий потери на отражение, поглощение, разложение по порядкам дифракции и т.д.;

 f_1 и f_2 –фокусные расстояния коллиматоров O_1 и O_2 ;

*a*₁ и *a*₂ – меридиональные размеры (апертуры) падающего и выходящего из диспергирующего устройства пучков;

H – высота этих пучков;

 $\psi_1 \cong a_1/f_1$ и $\psi_2 \cong a_2/f_2$ – входной и выходной меридиональные апертурные углы,;

 σ –угол между фокальной поверхностью *P* и нормалью к направлению среднего пучка при данной λ ;

θ – угол отклонения пучка на диспергирующем устройстве;

 $D_{\theta} = \partial \theta / \partial \lambda$ и $D_l = f_2 \cdot D_{\theta} / \cos \sigma$ – угловая и линейная дисперсии,

 Λ – обратная линейная дисперсия, $\Lambda = 1/D_l$;

 ϵ_1 и ϵ_2 – входное и выходное относительные отверстия;

 b_1 и b_2 , h_1 и h_2 – ширина и высота щелей.

Приведенные величины связаны следующими соотношениями:

$$h_2 = h_1 \frac{f_2}{f_1}, \tag{2.4.1}$$

$$b_2 = b_1 \cdot \frac{f_2 \Gamma}{f_1 \cdot \cos\sigma}, \qquad (2.4.2)$$

$$\varepsilon = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\sqrt{aH}}{f} \,, \tag{2.4.3}$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_1 \cdot \frac{f_1}{f_2 \sqrt{\Gamma}} \,. \tag{2.4.4}$$

Здесь $\Gamma = a_2/a_1$ – меридиональное угловое увеличение диспергирующего устройства.



Аппаратную функцию (АФ) можно определить либо расчетом, либо фотометрированием монохроматических изображений входной щели. В общем случае это – колоколообразная функция с размазанными краями. Как-либо однозначно определить ее ширину из общих соображений невозможно и поэтому шириной АФ принято считать ее *ширину* на полувысоте. Отсюда вытекает определение спектрального разрешения и спектральной ширины щели.

Идеальное изображение бесконечно узкой входной щели, определяемое только дифракционным пределом, имеет форму (см. [7]):

$$I(\alpha) = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2} \, ,$$

где $u = \pi \frac{a}{\lambda} \sin \alpha \approx \pi \frac{a}{\lambda} \alpha$, а α – угловое отклонение от направления цен-

трального луча. Поскольку полная ширина главного максимума соответствует $u = \pm \pi$, то интересующие нас углы $\alpha < \lambda/a$. Обычно это отношение $< 10^{-4}$ и можно считать $\alpha \cong \sin \alpha$.

При $u = \pm \pi/2$, т.е. $\alpha = \pm \lambda/2a$, $I(\alpha) \cong 0, 4I_0$. Следовательно, полное угловое уширение на полувысоте АФ примерно равно λ/a^1 , линейное уширение на поверхности *P*:

$$\delta b = \frac{\lambda}{a} \cdot \frac{f_2}{\cos\sigma},$$

¹ Точнее, 0,88 λ/a .

что соответствует спектральному интервалу:

$$\Delta\lambda_{\min} = \Lambda \cdot \delta b = \Lambda \cdot \frac{\lambda}{a} \cdot \frac{f_2}{\cos\sigma} \,. \tag{2.4.5}$$

Это – минимальная достижимая в данном приборе спектральная ширина щели.

Спектральное разрешение прибора полностью определяется его аппаратной функцией и поскольку в общем случае она имеет не дифракционный контур (1.2.5) в [7], то релеевский критерий неприменим для определения понятия и величины спектрального разрешения. Его следует заменить на более общий: – две спектральные линии разрешены, если расстояние между их изображениями не меньше полуширины аппаратной функции. Напомним, что полуширина АФ зависит не только от апертуры прибора, но и от аберраций и, конечно, от того, как хорошо мы отъюстировали прибор и какую реальную ширину щелей установили. Приведенные выше соображения определяют только минимальную (для данного прибора) спектральную ширину, но часто приходится устанавливать широкие щели b для увеличения проходящего светового потока. Тогда $\Delta \lambda \approx \Lambda \cdot b$.

В приборах с дифракционной решеткой дисперсия постоянна во всей рабочей области, так что и разрешение, измеренное в единицах длин волн, остается постоянным. Часто, однако, важна энергетическая ширина выводимого (разрешаемого) спектрального интервала, величина

$$h\Delta v = hc \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2} \,. \tag{2.4.6}$$

Энергетическая ширина щели быстро растет с продвижением в коротковолновую сторону. В призменных приборах с ростом λ дисперсия падает, так что энергетическая ширина щели меньше зависит от λ и в коротковолновой области энергетическое разрешение призменных приборов может оказаться выше, чем дифракционных.

Разрешающая способность $R = \lambda / \Delta \lambda$. В идеальном приборе контур $A\Phi$ – дифракционный и R является удобной характеристикой прибора, поскольку не зависит прямо от длины волны:

$$R = D_l(\lambda) \frac{a_2}{f_2} \cos \sigma = D_{\theta}(\lambda) \cdot a_2. \qquad (2.4.7)$$

Здесь не фигурируют ни реальная ширина щели (считается, что установлена нормальная ширина, определяемая соотношениями (1.2.6) в

[7]), ни, тем более, режим сканирования спектра. Говоря о *разрешающей способности*, имеют в виду предельно достижимые параметры прибора. Но для ее достижения вместе с выводимой λ необходимо изменять и ширины щелей.

В реальном случае, при щелях фиксированной ширины *разрешающая способность* не постоянна по спектру и ограничивается меньшей из величин, определяемых спектральными ширинами щелей:

$$R = \frac{\lambda}{b_2} D_l(\lambda) = \frac{\lambda}{b_2} D_{\theta}(\lambda) f_2$$

$$R = \frac{\lambda}{b_1 \Gamma} D_l(\lambda) = \frac{\lambda}{b_1 \Gamma} D_{\theta}(\lambda) f_2,$$
(2.4.8).

или

Светосила по освещенности. Освещенность E_{λ} равномерного монохроматического изображения входной щели на фокальной поверхности прибора при спектральной яркости источника B_{λ} равна [5]:

$$E_{\lambda} = \tau B_{\lambda} \frac{a_2 H}{f_2^2} \cos \sigma = \frac{\pi}{4} \tau B_{\lambda} \varepsilon_2^2 \cos \sigma , \qquad (2.4.9)$$

где τ – безразмерный коэффициент, характеризующий потери света в приборе. Тогда *светосила* g, т.е. коэффициент пропорциональности между E_{λ} и B_{λ} :

$$g = \frac{\pi}{4} \tau \varepsilon_2^2 \cos \sigma \,. \tag{2.4.9 a}$$

Но обычно изображение освещено *неравномерно*, так что (2.4.9а) пригодно только для определения средней величины. Освещенность в максимуме может быть определена при известной *аппаратной функции* и фиксированных условиях освещения входной щели. Ссылки на работы, в которых этот вопрос рассмотрен подробно, можно найти почти в любой книге по практике спектроскопии или спектральным приборам, см., например, [1, 3, 4, 6].

Если мы работаем с источником непрерывного спектра со спектральной яркостью, мало изменяющейся в интервале, равном *спектральной ширине входной щели* $\Delta\lambda$, то освещенность изображения пропорциональна $\Delta\lambda$:

$$E = g B_0 \Delta \lambda. \tag{2.4.9 6}$$

Светосила по потоку. Если известна освещенность фокальной поверхности *E*, то поток на выходе монохроматора можно определить просто как произведение его на площадь выходной щели,

$$F = E \cdot b_2 \cdot h_2$$

причем мы предполагаем, естественно, что реально установленные размеры выходной щели разумны, т.е. соответствуют соотношениям (2.4.1), (2.4.2). Если выполняется равенство (2.4.2), то спектральная ширина $\Delta\lambda$ обеих щелей одинакова.

Величину F_{λ} (поток при монохроматическом источнике) удобно записать в виде

$$F_{\lambda} = G \cdot B_{\lambda} \cdot \Delta \lambda , \qquad (2.4.10)$$

где коэффициент

$$G = \tau \cdot a_2 \cdot H \cdot h' \cdot D_{\theta} \qquad (h' \equiv h_1 / f_1 = h_2 / f_2)$$
(2.4.11)

называется светосилой прибора по потоку.

При источнике сплошного спектра постоянной интенсивности *B*₀ поток на выходе равен

$$F = G \cdot B_0 \cdot \Delta \lambda^2 \,, \tag{2.4.12}$$

т.е. пропорционален квадрату спектральной ширины щели.

2.4.1.2. Спектрометры

Спектрометры – это приборы с фотоэлектрической регистрацией спектра. Обычно оптическая часть спектрометра содержит монохроматор, в котором обеспечивается сканирование спектра. Основные приемы сканирования: вращение или колебание решетки (медленное сканирование) - наиболее распространенный; вращение одного из зеркал оптической схемы с большой скоростью (быстрое сканирование, до 200 нм/сек) - применяется при исследовании объектов, спектры которых зависят от времени; движение входной или выходной щели. Разноконструкций обширную образие спектрометров породило терминологию и, соответственно, терминологическую путаницу. В настоящее время наблюдается тенденция употребления в основном термина "спектрометр" с последующим описанием его конструктивных особенностей. Есть, однако, два класса спектрометров, особенности которых следует упомянуть отдельно.

Квантометры – это приборы с фотоэлектрической регистрацией спектра (т.е. спектрометры), которые регистрируют сигнал одновре-

менно на нескольких длинах волн; их можно называть многоканальными спектрометрами. При многоканальной регистрации сканирование спектра не является необходимым, и в этом смысле такие приборы напоминают спектрографы. Практические схемы содержат либо несколько выходных щелей, расположенных, например, на окружности Роуланда в схеме с вогнутой решеткой, и, соответственно, несколько независимых приемников, либо в фокальной плоскости располагается линейка или матрица приемников типа приборов с зарядовой связью, ПЗС-линеек.

Спектрофотометры представляют собой двухканальные спектрометры для видимой или инфракрасной области спектра, в которых обеспечивается измерение отношения интенсивностей света в двух каналах. Как правило, спектрофотометры ориентированы на измерение спектров пропускания или поглощения и широко используются для рутинных измерений в прикладных исследованиях.

Как правило, эти приборы включают одинарный или двойной монохроматор с фотоэлектрическим устройством регистрации выходящего излучения, источник света и специализированное кюветное отделение.

Блок-схема кюветной части спектрофотометра аналогична представленной на рис. 2.3.9, стр. 35. Она позволяет регистрировать сравнительные спектры поглощения двух объектов.

2.4.2. Дифракционные приборы

Дифракционные приборы дают возможность получить большую дисперсию в широкой области спектра, причем дисперсия имеет практически постоянное значение. Основной недостаток по сравнению с призменными приборами – наложение порядков дифракции (см. разд. 2.2.5). Он может быть устранен либо сменными светофильтрами, либо построением двойных схем.

Двойные монохроматоры – два монохроматора, поставленных последовательно. Первый, призменный, служит осветителем второго, дифракционного, так что во второй вообще не проникает излучение лишних порядков. Монохроматоры разделены промежуточной щелью, которая для первого является выходной, для второго – входной.

Приборы со скрещенной дисперсией – приборы, в которых установлены два диспергирующих элемента со взаимно перпендикулярными плоскостями дисперсии. Обычно – дифракционная решетка и призма, которая разносит порядки спектра по высоте. По такой схеме можно построить спектрограф и регистрировать сразу весь спектр.

Прежде, чем приступить к рассмотрению практических схем, отметим две особенности общего порядка, позволяющие сделать дифракционный прибор более эффективным. Они касаются формы градуировочной кривой и эффективности использования решетки.

2.4.2.1. Дисперсия и сканирование спектра

В монохроматорах изменение длины волны, выводимой на выходную щель (сканирование спектра), обычно достигается поворотом дифракционной решетки. Основной принцип установки решетки в монохроматорах – конструкция и метод сканирования спектра должны обеспечить неизменность направлений лучей.

В простейшем случае можно обойтись без лишних зеркал. Тогда на решетке падающий и дифрагированный лучи составляют неизменный угол 20 (см. рис. 2.4.3), заданный конструкцией прибора. Углы падения ф и дифракции ф' определяются им и углом отклонения нормали

к решетке *N* от биссектрисы между лучами: $\beta = \frac{(\phi + \phi')}{2}$.





Уравнение решетки в *k*-ом порядке м.б. записано при этом в виде:

$$k\lambda = t(\sin\varphi + \sin\varphi') = t(\sin(\beta - \theta) + \sin(\beta + \theta)) =$$

= $t(\sin\beta\cos\theta - \sin\theta\cos\beta + \sin\beta\cos\theta + \sin\theta\cos\beta) =$ (2.4.13)
= $2t\sin\beta\cos\theta$

Оказывается, что длина волны пропорциональна синусу угла поворота решетки β , поскольку θ – величина постоянная. Это удобно, так как можно сделать простейший механизм привода ("*синусный механизм*"), при котором длина волны на выходе прибора будет пропорциональна перемещению толкателя, см. рис. 2.4.4.

Рис. 2.4.4. Синусный механизм поворота дифракционной решетки.

(Подшипник нужен для того, чтобы эффективная длина рычага не зависела от угла β).



Линейно перемещающийся толкатель через подшипник передает смещение на рычаг длиной R, связанный со столиком решетки. Угол поворота решетки при смещении подшипника на длину L от нулевого положения (при котором рычаг параллелен плоскости толкателя) составляет $\sin\beta = L/R$. Возникающее смещение подшипника относительно оси толкателя, $R(1 - \cos\beta)$, обычно невелико.

В таком механизме важно так выставить решетку относительно поворотного столика, чтобы на выходную щель нулевой порядок спектра попадал именно в "нулевом" положении, т.е. когда $\beta = 0$. Тогда справедливо:

$$k\lambda = 2t\sin\beta\cos\theta = 2t\frac{L}{R}\cos\theta \qquad (2.4.14)$$

и получаем идеально линейную градуировку.

Такая установка решетки удобна, но здесь условие блеска (см. раздел 2.2.6) точно удовлетворяется только в одном из положений, для одной λ . Эту неприятность можно устранить введением дополнительного зеркала. На рис. 2.4.5 показана *схема Финкельштейна*. Комбинация решетки и плоского зеркала обеспечивает здесь и неизменность направлений лучей, и выполнение условия блеска для любой λ .

Падающий и выходящий пучки параллельны, если плоскости зеркала и отражающих полосок решетки перпендикулярны, т.е. угол между плоскостями зеркала и решетки равен (90° - γ). При сканировании они должны поворачиваться на одинаковые углы θ вокруг своих осей.



Рис. 2.4.5. Схема Финкельштейна.

N-нормаль к решетке;

 N' – нормаль к поверхности штриха, биссектриса угла между падающим и дифрагированным лучами;

ү – угол блеска.

Расстояние между лучами остается неизменным, если зеркало к тому же перемещается вдоль выходящего луча.

Обозначив углы между падающим и дифрагированным лучами 20, угол блеска – γ , получим:

$$\varphi = \theta + \gamma;$$

$$\varphi' = -(\theta - \gamma);$$

$$k\lambda = d (\sin(\theta + \gamma) - \sin(\theta - \gamma)) = 2 d \sin\gamma \cos\theta,$$
(2.4.15)

почти то же, что в обычной установке, но в данном случае изменяемым является угол θ .

Схема используется редко, так как здесь требуется относительно сложный привод для сканирования. Кроме того, присутствует одно лишнее отражение, которое иногда (особенно – в области короче 200 нм) может привести к потерям большим, чем потери эффективности решетки из-за невыполнения условия блеска в рабочем диапазоне углов.

2.4.2.2. Приборы с плоскими решетками.

Дифракционные приборы обычно делаются с зеркальными коллиматорами для исключения хроматических аберраций.

Простейшая схема – *вертикальная схема Эберта*, автоколлимационная, с одним коллиматорным зеркалом. Входная щель и фотокассета (в спектрографе) или выходная щель (в монохроматоре) разнесены по высоте. На рис. 2.4.6 фотокассета изображена над дифракционной решеткой. На коллиматорном зеркале условно отмечены области, отражающие падающий (снизу) и дифрагированный лучи. В реальных конструкциях эти области могут перекрываться. Наличие поворотного плоского зеркала на входе не принципиально, но удобно, так как оно позволяет уменьшить суммарную высоту прибора.

Рис. 2.4.6. Автоколлимационная вертикальная схема Эберта, спектрограф.

В монохроматоре по этой схеме сканирование спектра производится поворотом решетки относительно своей оси.



Размер фокусирующего зеркала, особенно в спектрографе, должен быть большим, чтобы охватить весь пучок. Качество изображения (в первую очередь, кривизна щели) невысоко и потому, особенно для светосильных приборов с большими апертурами, предпочтительнее горизонтальная схема, см. рис. 2.4.7:

Здесь два коллиматорных зеркала M_1 и M_2 . Желательно не сферические, а внеосевые параболоиды. Схема проста и может быть выполнена с относительно небольшим углом θ . Зеркало M_3 – поворотное, его может не быть. Иногда поворотные зеркала ставят в оба луча.



Такой прибор, разработанный в НИИФ, используется в работе "Исследование фотоэлектронного умножителя".

По этой же схеме изготовлены светосильные монохроматоры МДР-2, МДР-23. Обычно они комплектуются несколькими сменными решетками. Для УФ-видимой области – 1200 штр/мм, для ИК – 600 или 300 штр/мм. Относительное отверстие – 1:2,5.

2.4.2.3. Приборы с вогнутыми решетками

Вогнутые решетки совмещают функции фокусировки и разложения спектра, что позволяет уменьшить количество элементов схемы, т.е. и

количество отражений. Это особенно важно для области $\lambda < 200$ нм, где коэффициенты отражения невелики.

В основном, используются сферические или тороидальные вогнутые решетки. У последних сагиттальный (вдоль направления штрихов) и меридиональный радиусы, \tilde{r} и *r*, различны. Обозначим $\tilde{r}/r = \kappa$.

Условия фокусировки в меридиональной плоскости:

$$\frac{\cos^2 \varphi}{d} + \frac{\cos^2 \varphi'}{d'} = \frac{\cos \varphi + \cos \varphi'}{r}.$$
(2.4.16)

Оно удовлетворяется при $d = r \cos\varphi$; $d' = r \cos\varphi'$, т.е. если входная щель расположена на окружности с диаметром *OC*, то и все ее изображения будут расположены также на той же окружности. Она называется окружностью Роуланда.



Рис. 2.4.8 Ход лучей в меридиональной плоскости.

Точка С – центр кривизны решетки.

Входная щель А и ее изображение А' находятся на расстоянии d и d' от вершины решетки (в точке O).

Углы падения и дифракции – φ и φ' .

В сагиттальной плоскости:

$$\frac{1}{\widetilde{d}} + \frac{1}{\widetilde{d}'} = \frac{\cos\varphi + \cos\varphi'}{\widetilde{r}}, \qquad (2.4.17)$$

так что если $\kappa = 1$, т.е. решетка – сферическая, то сагиттальные фокусы лежат на касательной к окружности Роуланда, проведенной через точку *С*. Они изобразятся отрезками прямых в меридиональной плоскости, как показано на рис. 2.4.8.

Выпускавшиеся у нас спектрографы ДФС-5, ДФС-6 были построены по *схеме Пашена-Рунге*, в которой входная щель, решетка и кассета с фотопленкой (изогнута по радиусу *r*/2) расположены на окружности Роуланда, и механически между собой не связаны, но могут перемещаться независимо. Условие фокусировки выполняется всегда.

Аберрации вогнутых решеток довольно велики. Основная – астигматизм первого порядка. При высоте штриха решетки z длина астигматического изображения на выходной щели $\delta z'_a$ составит:

$$\delta z'_a = Kz, \quad K = 1 - \frac{d}{d'} \tag{2.4.18}$$

или, обозначив $\gamma = \frac{d}{r}$, $\gamma' = \frac{d'}{r'}$, получим:

$$K = \gamma' \left(\frac{1}{\gamma} + \frac{1}{\gamma'} - \frac{\cos\varphi + \cos\varphi'}{\kappa} \right).$$
(2.4.18a)

Следующий по величине и важности, тип искажений в принятых схемах – искривление изображения щели.

Подробнее про аберрации можно рекомендовать [5], раздел VI.1.

Для спектрографов схема Пашена-Рунге оптимальна по простоте и аберрациям. Она могут работать и при нормальном (ДФС-5), и при скользящем падении (ДФС-6).

В монохроматорах для сканирования спектра необходимо механическое перемещение элементов. В большинстве известных схем (см. [5], раздел VI.4) перемещается, кроме решетки, одна из щелей, либо при сканировании изменяется направление по крайней мере одного луча.

Исключение – схема Сейя-Намиока. В ней фиксируются положения щелей и вершины решетки, сканирование производится поворотом решетки. При этом (см. (2.4.16)) возникает продольная дефокусировка. При фиксированных *r*, *d*, θ изменяются ϕ и ϕ' , т.е. и *d'*. Задавшись областью длин волн, в которой должен работать монохроматор (здесь важнее – диапазон углов поворота решетки β , т.е. соотношение $k\lambda$ и *t*), можно выбрать *d* и *d'* так, чтобы дефокусировки были минимальны. Их величина зависит угла между лучами 20. Сейя и Намиока показали, что в диапазоне малых углов поворота оптимальной оказывается симметричная схема, в которой *d* = *d'* = *r* соя θ , а угол 2 θ = *arccos*(1/3) \approx 70,5°. При больших углах поворота выгоднее оказываются несколько меньшие углы между лучами и небольшая асимметрия, *d* = *d'*. Имеется и второе решение, при углах 2 $\theta \approx$ 140°. оно используется в приборах скользящего падения, в рентгеновской области. Реально расфокусировки в этой схеме оказываются пренебрежимо малы. Например, при r = 0,5 м, 600 штр/мм, для диапазона $\lambda = 0.700$ нм (в первом порядке) максимальный угол поворота составляет $\beta = 15^{\circ}$ и при $2\theta = 70^{\circ}$ продольная расфокусировка не превышает 0,035 мм. При ширине решетки 50 мм связанное с этим уширение составит 3,3 микрона. Линейная дисперсия в этом случае $\approx 3,2$ нм/мм, т.е. уширение спектральных линий составит $\approx 0,01$ нм. Для монохроматора это не много.

Более существенным оказывается уширение, вызванное искривлением изображения щели. Для его компенсации нужно входную и выходную щели искривить по радиусам соответственно $\rho = r \sin \varphi$ и $\rho' = r \sin \varphi' \approx \rho$ (при малых углах β).

При больших β становится заметной меридиональная кома второго порядка. Ее величина: $\delta y' = \frac{3y^2}{2r\cos \phi'}A$, где

$$A = \frac{\gamma'}{\gamma} \cos\varphi \sin\varphi \left(\frac{\cos\varphi}{\gamma} - 1\right) + \cos\varphi' \sin\varphi' \left(\frac{\cos\varphi'}{\gamma'} - 1\right) \approx 0.41k\lambda N$$

(N = 1/t, число штрихов на единице длины).

Схема Сейя-Намиока предпочтительна для ВУФ-области. В НИИ физики СПбГУ разработано около 10 модификаций таких приборов.

2.4.3. Практические схемы приборов

Здесь мы приведем схемы приборов, с которыми Вы будете иметь дело во II физической лаборатории.

2.4.3.1. Дифракционные приборы

Во всех приведенных дифракционных приборах применены плоские решетки и зеркальные фокусирующие системы.

Монохроматор СД2 используется в работе "Исследование ФЭУ".

Этот прибор сделан в НИИФ.

Оптическая схема – горизонтальная схема Эберта, см. рис. 2.4.7, на стр. 48. Фокусирующие зеркала – сферические. Сканирование производится поворотом решетки, без синусного механизма (рис. 2.4.4. на стр. 46). Поэтому градуировочная кривая нелинейна, хоть и близка к линейной. Двойной монохроматор ДФС-12, используется в работе "Комбинационное рассеяние".

Рис. 2.4.9. Двойной монохроматор ДФС-12 – два последовательно составленных монохроматора, горизонтальная схема Эберта



Оптическая схема показана на рис. 2.4.9. Фокусирующие зеркала – внеосевые параболоиды. Оба монохроматора в приборе должны быть настроены на одну и ту же длину волны. Решетки для них берутся одинаковые, так что и углы их поворота относительно биссектрисы угла между падающим и дифрагированным лучами д.б. равны. Поэтому механизм сканирования у таких двойных монохроматоров столь же прост, как и у одинарных – один поворотный столик. Шкала здесь также близка к линейной.

Двойные приборы позволяют на несколько порядков уменьшить интенсивность фона рассеянного света и потому полезны в тех случаях, когда нужно наблюдать слабые линии при общем интенсивном входящем световом потоке. Во второй (правый на рис. 2.4.9) монохроматор через промежуточную щель проходит только выбранная линия, плюс наложенный на нее рассеянный свет, включающий излучение из широкого диапазона частот¹. Второй монохроматор отсекает более 99% этого рассеянного света.

Комбинационное рассеяние – именно тот случай. Эффективность рассеяния мала, но для его наблюдения используются источники линейчатого спектра, лучше – лазеры. Таким образом, наблюдаемые линии приходятся на спектральные интервалы, в которых нет собственного излучения источника и рассеянный свет – единственный источник помех.

Спектрограф ДФС-8. Используется в работах "Экситон" и "Полоса CN". Это один из массовых приборов, широко выпускавшихся в СССР.

¹ Обычно наибольший вклад в рассеянный свет дают ближайшие сильные линии, поэтому фон не постоянен по спектру.

Он построен по вертикальной схеме Эберта, рис. 2.4.10 (см. также рис. 2.4.6 на стр. 48). Входной осветитель, состоящий из линз 1, 2, 3, фокусирует источник света S на входную щель 4 регулируемой ширины, от 0 до 0,4 мм, с ценой отсчета барабана 0,001 мм.

Далее свет поворотным зеркалом направляется на сферическое зеркало 6, оттуда – на решетку 7, снова на зеркало 6 и, наконец, фокусируется на фотопластинку 8.

Для выбора регистрируемой области длин волн решетка может поворачиваться на угол от 6° до 37°. Одновременно с поворотом решетки линейно перемещается шкала длин волн 9. Лампочка 11 и линза 10 проецируют изображение шкалы на фотопластинку.



Рис. 2.4.10 Схема спектрографа ДФС-8.

Пояснения в тексте.

2.4.3.2. Призменные приборы

Призменные приборы используются в работах "Эффект Зеемана", "Фотопроводимость", "Фотоэлемент", "Сверхтонкая структура атомных спектров (СТС)", "Определение энергии диссоциации иода по его спектру поглощения".

В качестве диспергирующих элементов в призменных приборах используются как отдельные призмы, так и призменные системы (см. разд. 2.1.6, стр. 14).

В качестве объективов – и линзовые, и зеркальные системы. Зеркальные системы особенно характерны для измерений в инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра, где применение линзовых систем ограничено выбором оптических материалов.

Монохроматор УМ-2 используется в работах "Эффект Зеемана", "Фотопроводимость", "Фотоэлемент". Это очень распространенный, удобный прибор. Его оптическая схема приведена на рис. 2.4.11. Он построен по простейшей схеме с постоянным углом отклонения, с призмой Аббе.

Рис. 2.4.11 Монохроматор УМ-2. На фото показан барабан сканирования и устройство фокусировки входного коллиматора.





Фокусирующая оптика – линзовая. Все оптические материалы обладают спектральной дисперсией. В призме это свойство положительно, позволяет разложить спектр в пространстве. Но в линзах зависимость nот λ приводит к хроматическим аберрациям, зависимости фокусного расстояния от длины волны. В объективах они могут быть частично скомпенсированы комбинацией положительных и отрицательных линз, изготовленных из материалов с различными дисперсиями. Но скомпенсировать удается не во всей спектральной области и поэтому входной коллиматор в УМ-2 снабжен устройством фокусировки и шкалой, индицирующей его положение. К каждому прибору прикладывается юстировочная таблица, в которой указаны оптимальные положения коллиматора для различных длин волн.

Механизм сканирования спектра снабжен барабаном с многооборотной шкалой, см. фото. При пользовании им необходимо помнить, что любой механический привод обладает люфтом, так что при градуировке монохроматора и при последующих отсчетах длин волн нужно вращать этот барабан в одну сторону. Лучше – по часовой стрелке, хотя это и не очень принципиально. Если Вы прошли мимо нужного положения, открутите его обратно заведомо далеко, так, чтобы повторить попытку вращением в выбранную сторону.

Спектрограф ИСП-51

Этот прибор тоже широко распространен. Трехпризменная схема обеспечивает высокую дисперсию, особенно – в коротковолновой области спектра, где она оказывается сравнима с дисперсией дифракционных приборов. Оптическая схема прибора представлена на рис. 2.4.12. Она называется схемой Фестерлинга.

Две призмы, дополняющие призму Аббе, увеличивают дисперсию и поставлены так, чтобы сохранить основное ее достоинство – постоянство угла отклонения при сохранении минимума отклонения проходящего пучка (см. разд. 2.1.1, стр. 7). В спектрографе невозможно выполнить требование минимума отклонения для всего наблюдаемого спектра, но можно выполнить его для центра и тогда мы получим наиболее качественное изображение всего спектра. Совместный поворот всей системы призм позволяет изменять длину волны, выводимую в центр кассеты и, следовательно, изменять регистрируемую область спектра.



Рис. 2.4.12. Спектрограф ИСП-51. Трехпризменный прибор, имеет юстировочные приспособления для фокусировки входного коллиматора и объектива камеры и для совмещения плоскости фотопластинки с фокальной поверхностью.

Показано также место возможного расположения эталона Фабри-Перо.

Кассета может перемещаться в сагиттальном направлении, что позволяет зарегистрировать несколько спектров на одной пластинке. Для этого высота входной щели может быть ограничена специальной диафрагмой.

Но высокого разрешения этого прибора во многих случаях оказывается все-таки недостаточно. Например, для наблюдения сверхтонкой структуры атомных спектров (в работе "СТС" исследуется сверхтонкое расщепление линий $5^2S_{1/2} \leftarrow 6^2P_{1/2}$ и $5^2S_{1/2} \leftarrow 6^2P_{3/2}$).

В подобных исследованиях существенно то, что интересует структура отдельных линий, на которую (спектрально) не накладываются компоненты структуры иных линий. Поэтому можно с помощью ИСП - 51 пространственно разделить эти линии и исследовать структуру каждой из них в отдельности.

Это можно сделать с помощью интерферометра (эталона) Фабри-Перо. Схема Фестерлинга не включает интерферометр Фабри-Перо как необходимый элемент, но допускает его установку. Если интерферометр поставить в параллельном пучке, на входе в прибор (см. рис. 2.4.12), он будет одинаково эффективно работать на всех длинах волн. Здесь лучи всех спектральных линий имеют одинаковую пространственную структуру (можно считать, что от каждой точки щели – плоская волна) и интерферометр модулирует их одинаково. В лаборатории используется интерферометр ИТ-51-30, см. рис. 2.4.13.

Рис.	2.4.13.	Интерферометр	(эталон)	
		Фабри-Перо ИТ-51-30.		

1 — пластины с зеркальным покрытием;

2 — калиброванная втулка, обеспечивающая требуемое расстояние между зеркалами и их параллельность.

Остальные элементы конструкции предназначены для юстировки и крепления интерферометра.



Принцип работы интерферометра заключается в том, что излучение, падающее, например, слева, многократно переотражается в пространстве между параллельными прозрачными пластинами с зеркальным покрытием (l на рис. 2.4.13). На каждом зеркале возникает сдвиг фаз между компонентами, испытавшими k или (k + 1) отражений:

$\Delta = 2 d n \cos \alpha$,

где d – расстояние, n – показатель преломления среды между зеркалами (для воздуха n = 1), α – угол между направлением луча и нормалью к зеркалам. На фокальной поверхности объектива, где формируется изо-

бражение, компоненты интерферируют и результат интерференции зависит от α . При фокусном расстоянии входного коллиматора f для точки щели, находящейся на расстоянии h от оптической плоскости, имеем $\alpha = h/f$. Компоненты лучей от тех точек входной щели, для которых α оказывается таков, что $\Delta = \frac{\lambda}{2}(2k-1)$, взаимно гасятся. Если $\Delta = k\lambda$ – суммируются. В результате изображение щели оказывается состоящим из серии темных и светлых полос. От круглого источника мы получили бы кольца – полосы равного наклона.

Подробнее работа с интерферометром Фабри-Перо описана в пособии к работе "Эффект Зеемана", см. [8].

2.5. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА "Исследование дифракционной решетки"

2.5.1. Цель работы

Вам предстоит определить основные параметры плоской отражательной дифракционной решетки. Ее постоянную, по спектру известного линейчатого источника, и разрешающую способность, по критерию Релея. При изменении числа освещенных штрихов можно сделать разрешение равным минимально необходимому для разделения компонент желтого дублета натрия и сравнить результат с теоретическим значением (2.2.9).

До выполнения работы необходимо, кроме данного описания самой работы, ознакомиться с описаниями дифрешетки (раздел 2.2, стр. 17) и гониометра (раздел 2.5.5, стр. 63).

2.5.2. Порядок выполнения работы

Постоянную решетки *t* можно определить, измерив углы отражения главных максимумов каких-либо известных спектральных линий. Вам будут для этого предоставлены гониометр и ртутная лампа низкого давления, дающая в видимой области вполне достаточный (по количеству и яркости) набор узких линий. Их много в видимой области и длины волн линий измерены с большой точностью, но нам достаточно 12 самых ярких и их длины волн с точностью до 4-го знака, см. таблицу 2.5.1.

Таблица 2.5.1.

Окраска линии	λ, нм	Окраска линии	λ, нм
Красная	623,4	Фиолетовая	435,8
Красно-	612,3	Фиолетовая	434,7
оранжевая			,
Желтая	579,1	Фиолетовая	433,9
Желтая	577,0	Фиолетовая	410,8
Зеленая	546,1	Фиолетовая	407,7
Сине-зеленая	491,6	Фиолетовая	404,7

Спектральные линии излучения ртути

Схема опыта и способ определения постоянной решетки поясняет рис. 2.5.1. Здесь не показаны положения выходной трубы гониометра, но показаны направления главных максимумов и указаны порядки дифракции k.



Поскольку направления главных максимумов в различных порядках k определяется соотношением (2.2.1)¹:

 $t \cdot (\sin \varphi + \sin \varphi') = k\lambda,$

то, зная длину волны, k и углы падения и дифракции, постоянную *t*·найти не сложно. Гониометр позволяет получить достаточную точность отсчета углов, но для этого нужно провести несколько независимых измерений. Во-первых, в возможно большем количестве порядков дифракции, а во-вторых, все измерения нужно провести минимум трижды.

В случае, изображенном на рис. 2.5.1, кажется, что можно наблюдать нулевой порядок (зеркальное отражение), 4 положительных и один отрицательный порядок дифракции. К сожалению, это не так. Входная и выходная трубы гониометра не могут быть сведены очень близко. Перед входной стоит лампа в кожухе, а в окуляр Вы должны как-то посмотреть. Для этого тоже требуется место. На рис. 2.5.2 показано, что Вы увидите на самом деле, если минимальный угол между трубами равен 45°. Недоступная Вам "мертвая зона" отмечена затененным сектором. Остается виден только один порядок. Этого явно недостаточно.

¹ Будем считать положительным направление отсчета углов от нормали к решетке в сторону падающего луча.

Но если увеличить угол падения, картина заметно улучшается, см. рис. 2.5.3. При угле падения $\varphi = 60^{\circ}$ и том же значении $\lambda/t = 0,3$ отрицательные порядки не возникают, но зато видны 3 (а на несколько меньшей $\lambda - 4$) положительных.

Ясно, что при проведении этих измерений нужно ставить решетку под возможно большим углом падения, больше 60°.



Рис. 2.5.2. То же, что на рис. 2.5.1, но затененное поле показывает область недоступности для положения выходной трубы гониометра.



Рис. 2.5.3. То же, что на предыдущих рисунках, но угол падения ф = 60°. Увеличение угла падения позволит наблюдать большее число порядков дифракции.

Наблюдение нескольких порядков интересно еще и тем, что Вы увидите эффект переложения порядков. "Синий" край спектра в 3-м порядке наложится на красный край во 2-м. Третий с четвертым порядком перекроются еще сильнее.

Установка дифракционной решетки.

Отъюстировав гониометр по плоскопараллельной пластинке и изображению входной щели так, как рекомендовано в его описании, прежде, чем устанавливать на столик решетку, нужно записать относительное расположение труб гониометра. Совместить с вертикальным штрихом темного крестика объектива изображение входной щели. Отсчеты нужно повторить 3-5 раз, сдвигая и возвращая алидаду.

Требования к установке просты:

• Плоскость решетки должна быть вертикальна (перпендикулярна меридиональной плоскости гониометра);

Ось гониометра должна быть в плоскости решетки;

• Штрихи решетки должны быть параллельны оси гониометра;

• Угол падения должен быть достаточно велик для того, чтобы наблюдалось не менее трех порядков дифракции.

Прежде всего нужно определить область концентрации света и поставить решетку в положение с нужной ориентацией угла блеска. Под нужным падения Вы установите ее по окончании юстировки. Для того, чтобы успешно наблюдать 3-4 порядка, важны оба этих фактора.

Вертикальность плоскости можно установить наклоном столика, наблюдая положение крестика в автоколлимационной зрительной трубе. Так же, как это рекомендовано в описании гониометра. Отличие только в том, что для совмещения крестиков нужно регулировать только наклон столика, не трогая зрительную трубу.

Вертикальность штрихов можно установить по вертикальному отклонению спектральных линий от меридиональной плоскости. Для этого желательно вставить в оправу входной щели диафрагму, ограничивающую щель по высоте. Тогда при наблюдении линий под большими углами дифракции (или нулевого порядка) можно достаточно точно выставить решетку.

2.5.2.1. Определение постоянной дифрешетки

После того, как решетка установлена и столик зафиксирован, нужно прежде всего определить угол падения^{*)}, а затем провести измерения положения всех наблюдаемых спектральных линий. При записи отсчетов нужно сразу указывать тип линии, чтобы при обработке не запутаться в порядках дифракции. Привязкой могут служить желтый дублет ртути, синяя и зеленая линии. Остальное – см. таблицу 2.5.1.

2.5.2.2. Определение разрешающей способности дифрешетки.

Нужно проверить соотношение (2.2.9). Зная постоянную решетки, это можно сделать, сузив падающий пучок так, чтобы освещалось лишь малое число штрихов и изображения пары известных линий слились¹.

Для этого Вам буден дана натриевая лампа и регулируемая диафрагма на входной коллиматор.

¹ Смотри [7], раздел 1.2.2.

Эмиссионный спектр Na имеет ярко-жёлтый цвет, его дают "Dлинии натрия", дублет 588.9950 и 589.5924 нм. Эти линии удобны, поскольку расположены очень близко друг от друга и для их разделения нужно относительно высокое разрешение, $R = \frac{\lambda}{\Lambda\lambda} \approx 986, 4$.

Согласно (2.2.9), величина разрешения решетки прямо связана с числом ее штрихов N, R = kN. Здесь, конечно, важно не полное число ее штрихов, число "рабочих", т.е. освещенных. Поэтому можно, сузив падающий пучок так, чтобы освещенными оказалась малая часть штрихов, уменьшить разрешение до необходимой величины. Здесь критерий равенства разрешения ожидаемой величине – критерий Релея (см. [7], раздел 1.2.2).

Нужное число освещенных штрихов в первом порядке – 986, во втором – всего 493, т.е. освещены должны быть области шириной порядка миллиметра и меньше. Если угол падения велик, то ширина пучка должна быть еще существенно меньше. Возникает вопрос о наблюдаемости столь малых световых потоков. Поэтому в данном эксперименте решетку лучше располагать по возможности ближе к нормальному падению пучка. Ограничить эту возможность может минимальный угол между падающим и наблюдаемым дифрагированным лучами, см. рис. 2.5.2, 2.5.3.

Вы должны проверить критерий Релея минимум по двум порядкам дифракции.

2.5.3. Отчет должен содержать

1. Оптическую схему установки.

2. Результаты измерений, сведенные в таблицу, с вычисленными усредненными значениями (раздельно для определения постоянной решетки и разрешающей способности).

 Вычисленные значения всех определяемых в работе величин с оценкой погрешности измерений.

2.5.4. Вопросы по исследованию дифракционной решетки

- Как, взяв дифрешетку, можно "на глаз" определить ориентацию угла блеска, направление концентрации света (см. разд. 2.2.6, стр. 23)?

- Укажите оптимальную взаимную ориентацию отражающей плоскости на столике (плоскопараллельная пластина или дифрешетка) и юстировочных винтов, регулирующих наклон столика.

- Опишите последовательность измерений углов после того, как гониометр будет отъюстирован. Нарисуйте схему опыта, отметьте на ней все нужные Вам углы (положения алидады) и напишите соотношения между нужными Вам величинами.

- Как определить (измерить) угол падения света на решетку?

- Как определить порядок наблюдаемой линии?

 Оцените, какую ошибку в Ваши измерения внесет сдвиг решетки относительно центра столика: а) при смещении ее в направлении падающего луча, б) при смещении ее в перпендикулярном направлении?
 Определите по полученным Вами результатам величину этого смещения.

- Оцените, какую ошибку в Ваши измерения внесет невертикальность штрихов решетки.

2.5.5. Гониометр

2.5.5.1. Устройство гониометра

Гониометр – оптический прибор для измерения углов. В нашей лаборатории применяются однокружные гониометры или спектрогониометры, позволяющие измерять углы между направлениями, лежащими в одной плоскости и используемые в основном для спектральных исследований.

Основной принцип устройства гониометра заключатся в том, что на одной оси, которая может быть выставлена строго вертикально (по уровню на рис.), закреплены:

- Входной коллиматор с оптической щелью (1);
- Зрительная труба (2).
- Поворотный столик для установки исследуемого объекта (3);

Входной коллиматор жестко закреплен на станине. Столик может вращаться, но отсчет угла поворота не предусмотрен. Зрительная труба закреплена на специальном устройстве, называем алидадой (4). Она позволяет произвольно вращать трубу вокруг общей оси гониометра и содержит отсчетное угломерное устройство, включающее лимб, нониус (оптический микрометр) и микроскоп (6) для отсчета углов.



Рис. 2.5.4. Спектрогониометр, общий вид.

Все поворотные элементы могут либо свободно вращаться, либо быть зафиксированы зажимными винтами (9) в произвольном положении, близ желаемого. Для точной установки положений имеются микрометрические винты (10).

Столик кроме того может наклоняться в двух взаимно перпендикулярных направлениях. На рис. 2.5.4, 2.5.5 регулировочные винты обозначены номером (11).



Рис. 2.5.5 Гониометр, вид на крепеж столика и алидады.

Отсчетное устройство гониометра состоит из лимба, оптического микрометра и микроскопа.

Поле зрения отсчетного микроскопа изображено на рис. 2.5.6.В левом, большом окошке видны изображения диаметрально противоположных участков лимба¹ и вертикальный реперный штрих. Каждое деление лимба отмечено парой штрихов. Цена деления – 20'. Верхняя и нижняя шкалы одинаковы, но они перевернуты одна относительно другой и при повороте алидады движутся в разные стороны.



Рис. 2.5.6 Изображение лимба в микроскопе.

Для отсчета положения зрительной трубы прежде всего нужно вращением маховичка оптического микрометра (12 на рис. 2.5.4) точно совместить пары рисок этих двух шкал, как на рисунке. При этом в поле зрения на верхней шкале слева от репера, а на нижней – справа, будут видны числа, различающиеся на 180. количество делений между ними – число десятков минут, а число на верхней шкале слева – целое число градусов в отсчете положения.

Следующие цифры нужно читать по правой, вертикальной шкале. Левая из них – единицы минут, правая – секунды. На этой последней 60 делений.

Положение, показанное на рис. 2.5.6, соответствует отсчету **0°15'55''**.

Зрительная труба гониометра (2 на рис. 2.5.4) представляет собой автоколлимационную телескопическую систему, позволяющую точно установить внешнюю отражающую поверхность перпендикулярно оси трубы. Ход лучей в ней изображен на рис. 2.5.8.

В фокусе телескопического объектива (1) находятся маски (6) и (7). В маске (6) прорезано крестообразное отверстие в непрозрачной пластине, в маске (7) крестик нарисован на прозрачной пластине. Расстояния от масок до светоделительного кубика одинаковы. Кубик состоит из двух склеенных прямоугольных призм (4, 5 на рис. 2.5.7) и частично делит пучки света на проходящий и отклоненный на 90°.

¹ Использование противоположных участков лимба исключает ошибку эксцентриситета лимба.

Свет от лампы подсветки (8), прошедший через маску (6), идет в объектив, отражается от внешней поверхности и, вернувшись в трубу, попадает на маску (7). В объектив (3) можно видеть и светлый, и темный крестики. Если внешняя поверхность не перпендикулярна оси трубы, эти крестики не совпадают.

Это устройство позволяет также отъюстировать телескопический объектив. Если он не настроен на бесконечность, то светлый крестик в поле зрения окуляра, сфокусированного на темный крестик, будет нечетким.



Рис. 2.5.7. Светоделительное устройство автоколлимационной трубы.



Рис. 2.5.8. Зрительная труба гониометра.

2.5.5.2. Порядок и способы юстировки гониометра

Гониометр предназначен для исследования оптических деталей, в том числе – призмы и дифракционной решетки. Они должны работать в параллельных пучках лучей и применяются для пространственного разложения спектра в плоскости, называемой *меридиональной*. Следовательно, коллиматор и зрительная труба должны быть установлены на бесконечность, оптические оси – перпендикулярны оси гониометра (оси вращения столика и алидады) и пересекать ее в одной точке. Требование пересечения всех трех осей в одной точке не столь жестко, как остальные.

Настройка зрительной трубы. Юстировку гониометра нужно начинать именно со зрительной трубы.

Для этого на столик нужно установить вертикальную полупрозрачную пластину (см. рис. 2.5.9) и добиться того, чтобы отраженное от нее изображение креста было видно в окуляре. Поле зрения трубы мало, так что сделать это не просто.

Сначала лучше повернуть столик с пластиной так, чтобы отражение креста уходило вбок, где его можно наблюдать глазом. При этом,



Рис. 2.5.9.

приблизив глаз сбоку к трубе, можно "на глазок" оценить, насколько изображение крестика уходит вверх или вниз от оси трубы, и тогда наклоном столика (вертикальная стрелка на рис. 2.5.9, винтами (11) на рис. 2.5.4) нужно до-

биться более или менее правильного наклона пластины. Главное, чтобы отраженный луч мог попасть в зрительную трубу при повороте столика. Одновременно Вы также "на глазок" оцените, насколько нужно довернуть столик вокруг оси гониометра (горизонтальная стрелка на рис. 2.5.9), чтобы луч попал в трубу.

Нужно смотреть в окуляр и поворачивать столик очень медленно. Тем не менее, может оказаться, что Вам не удастся увидеть крестик. Но почти наверняка Вы увидите какую-то "область просветления", край светлого бесформенного пятна наверху или внизу поля зрения. довернув столик так, чтобы это пятно стало поярче, Вы сможете откорректировать наклон столика.

Когда, наконец, Вы увидели в окуляре светящийся крест, нужно прежде всего маховичком (7) (рис. 2.5.4) получить его резкое изображение, т.е. настроить телескоп на бесконечность.

Затем можно отъюстировать ориентацию осей. Это можно сделать, поскольку у пластины две отражающие поверхности.



Рис. 2.5.10

Пусть мы добились идеального совпадения крестиков, но оси трубы и столика не перпендикулярны. Эта ситуация в утрированном виде изображена сплошными линиями на рис. 2.5.10.

Если теперь повернуть столик на 180°, то отраженный луч сместится по вертикали (штриховое изображение). Будем надеяться, что он все же

попадет в трубу, но его изображение наверняка сместится по вертикали. Это смещение нужно убрать, изменив наклоны трубы (винтом (8)) и

столика (один из винтов (11)). Причем, в равной мере за счет этих двух степеней свободы.

Затем процедура повторяется до тех пор, пока такой поворот не перестанет приводить к смещению изображения.

Настройка входного коллиматора.

Теперь подсветка больше не нужна и лампочку можно выключить. Убрав пластину, помещаем обе трубы на одной прямой и, осветив входную щель, в окуляр наблюдаем ее изображение. Изображение будет четким, если коллиматор действительно дает параллельный пучок.

Здесь желательно входную щель сделать поуже. Вы должны видеть очень тонкую светлую полоску и неровности ее краев. На ножах щели всегда будут пылинки, очень хорошо видные в окуляре.

2.5.5.3. Вопросы по гониометру.

- Почему для совмещения крестиков в окуляре нужно корректировать по вертикали сразу оба положения, – и вертикальность плоскости стекла, и наклон трубы?

- Как определить точность отсчета углов гониометром? Какие конструктивные параметры оптической схемы ограничивают ее?

- Почему нужно сначала настроить на бесконечность зрительную трубу, и лишь затем входной коллиматор. А если наоборот?

2.6. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА "Фокусировка спектрографа"

2.6.1. Цель работы

Вам предстоит отъюстировать, получить качественный (высокого разрешения) спектр дуги, расшифровать его, сравнив с известным спектром железа, и для всей зафиксированной спектральной области построить график зависимости обратной линейной дисперсии от длины волны.



Рис. 2.6.1 Спектрограф ИСП-51 с осветителем.

<u>Задание</u>

1. Отъюстировать осветительную систему, заполнить апертуру прибора светом.

2. Выбрать и установить ширину щели.

3. Сфокусировать камерную часть спектрографа.

4. Расшифровать спектрограмму по атласу и промерить ее на измерительном микроскопе МИР-12.

5. Построить кривую обратной линейной дисперсии прибора.

2.6.2. Описание спектрографа и процесса юстировки

Работа проводится на спектрографе ИСП-51, см. рис 2.4.12, стр. 55, и рис. 2.6.1. Это – трехпризменный прибор высокого разрешения (в коротковолновой области оно близко к разрешению дифракционных приборов), собранный по схеме Фестерлинга. Фотокассета вмещает пластинку большого размера и может перемещаться по вертикали для последовательной регистрации до 12 спектров на одной пластинке.

На рис. 2.6.1 оптическая схема этого прибора, доукомплектованного осветителем, и показаны основные степени свободы для "текущей" фокусировки, т.е. для работы с отъюстированным прибором.

Полная юстировка при первичной сборке прибора – процесс сложный и требует участия профессиональных настройщиков. Ведь оптическая схема состоит из множества деталей и к установке каждой из них предъявляются довольно жесткие требования.

Ребра всех призм должны быть строго параллельны. Все линзы и во входном коллиматоре, и в объективе камеры должны быть соосны. Эти оси должны лежать в меридиональной плоскости призм и находиться под углом 90° друг к другу. Входная щель должна находиться на оси коллиматора.

Все эти действия требуют навыков и большого времени, так что в приборе, предоставленном Вам, они будут выполнены. Главная Ваша задача – сфокусировать спектр на кассету. Но может понадобиться отъюстировать и источник излучения.

2.6.3. Порядок выполнения работы

2.6.3.1. Юстировка источника излучения

Цель этой юстировки – максимальное заполнение спектрографа светом. Но только полезным, тем, что попадет на призму и затем – на фотопластинку. Т.е. светом в пределах входной апертуры¹.

¹ См. "Термины и определения" в [7].

Если источник – дуга или искра, то существенно также, чтобы на щель падал свет не от электродов, а из разрядного промежутка. Поэтому сначала на щель коллиматора надевается юстировочная крышка с крестообразной маркой в центре, искровой штатив ставится непосредственно перед щелью и по высоте устанавливается так, чтобы середина промежутка между электродами совпадала с центром креста.

Положение источника по горизонтали нужно проверить по заполнению светом коллиматора. Сняв юстировочную крышку, и широко открыв щель спектрографа, отодвигают искровой штатив и зажигают искру. Открыв крышку спектрографа, можно посмотреть, совпадает ли освещенное пятно (его можно видеть, подставив бумажку) с положением первой призмы. Положение искры нужно отрегулировать так, чтобы это пятно имело максимальную яркость на диафрагме перед призмой.

После того, как найдено оптимальное положение источника на оптическом рельсе, следует установить фокусирующую линзу. При этом не следует забывать, что полезен только свет, падающий на щель под углами в пределах входной апертуры. Поэтому ставить перед входной щелью короткофокусную линзу бессмысленно. Максимум, что можно сделать, фокусируя свет, – перенести изображение источника на щель, при истинной его яркости. Правда, потери света всегда будут, так что будет и потеря яркости.

Близкий к оптимальному вариант – установить линзу с единичным увеличением, т.е. расстояние от источника до щели должно быть равно четырем фокусным расстояниям линзы.

Правда, все зависит от источника. Дуга обычно нестабильна в пространстве и тут приходится принимать специальные меры. Иногда оказывается выгодно расфокусировать изображение дуги на щели. Вам будут даны рекомендации по фокусировке используемого источника.

2.6.3.2. Фокусировка спектра

Для резкого изображения спектра на фотопластинке нужно совместить ее эмульсионный слой с фокальной поверхностью. Для этого нужны две степени свободы: регулировка положения объектива камеры, маховик 1 на рис. 2.6.2, и регулировка наклона фотопластинки относительно оси коллиматора, см рис. 2.6.3.

Это можно сделать, заменив фотопластинку матовым стеклом и воспользовавшись лупой, чтобы детально рассмотреть спектр, сфокусированный на матовую поверхность.



Рис. 2.6.2 Выходной патрубок спектрографа ИСП-51.



Рис. 2.6.3. Устройство поворота кассеты

В произвольном случае взаимное положение фокальной поверхности и фотопластинки подобно изображенному на рис. 2.6.4. Фокальная поверхность в этом приборе не плоская и невозможно получить резкое изображение всего спектра сразу,

нужно выбрать наиболее интересный участок и добиться наилучшей фокусировки именно на нем.

Если наиболее интересной выбрана середина спектра, то фокусировку можно провести в два действия:

Перемещением объектива получить оптимальную фокусировку в центре спектра;



Рис. 2.6.4

2. Поворотом кассеты добиться наилучшей фокусировки на краях спектра.

Положения объектива и кассеты нужно записать.

Для построения зависимости обратной дисперсии от длины волны более интересны края спектра. Если в центре спектрограммы разрешение окажется несколько хуже, чем на краях, то в окончательных результатах здесь будет низкая точность, что проявится в разбросе полученных величин. Но во-первых, более точные значения на краях позволят построить достаточно хорошую аппроксимацию и в середине. А во-вторых, Вы будете иметь возможность снять несколько


спектров, в их число можно включить оптимальные и для центра, и для краев.

Поэтому только что описанных действий не достаточно, нужно, запомнив их, получить четкие изображения на краях. Предположим, что мы добились этого перемещением только объектива. Вероятнее всего, получатся различные отсчеты для левого и правого краев, как показано на рис. 2.6.5. Здесь d – различие в положениях объектива, L – расстояние между точками наилучшей фокусировки. Очевидно, что для фокусировки сразу на обоих краях объектив нужно установить в положение, среднее между двумя полученными и довернуть пластинку против часовой стрелки на угол, примерно равный $\alpha \approx \frac{d}{L}$ (в предположении малых углов).

После того, как Вы несколько раз проверили и убедились, что нашли оптимальные положения, нужно составить программу фотографирования спектров. Получились два нужных положения кассеты, – для центра и для краев. Мало вероятно, что эти положения действительно оптимальны, но оптимальные находятся где-то недалеко от найденных. Значит, нужно для каждого из нужных положений зафиксировать не один, а серию спектров, по крайней мере, при трех положениях объектива и трех угловых положениях. Эти положения – найденное, плюс/минус δ.

Величины б, линейные и угловые, Вы можете определить, зная разброс положений, которые получились у Вас при фокусировке по матовому стеклу. Один из возможных вариантов:

- Для положения объектива δ равно половине расстояния между найденными положениями для центра и краев спектра. Сфотографировать в положении для центра, затем для краев плюс/минус δ.
- При каждом положении объектива устанавливать углы, полученные для центра и краев, и в среднее между ними положение.

Всего понадобится 12 спектров. Для того, чтобы они поместились на фотопластинке, спектр нужно ограничить по высоте. Для этого в механизм входной щели вставляется ограничивающая диафрагма. Лучше ее вставить до начала фокусировки, чтобы потом фотографировать именно тот участок, по которому настраивались.

2.6.3.3. Расшифровка спектра, построение кривой обратной дисперсии

Нужно определить длины волн линий, зафиксированных на пластинке. Это можно сделать, сравнив полученный спектр с известным, который Вам дадут для сопоставления.

Вы будете регистрировать спектр железа. В нем линии расположены очень густо, но ориентировочно практически для любого его участка можно определить длины волн наиболее ярких линий, сравнив свой спектр с атласом по законам чередования линий и их интенсивностей. Это удобно сделать на спектропроекторе в комнате 107. Он позволяет увеличить спектр примерно до такого же масштаба, в котором отпечатан атлас. Там же удобно выбрать наиболее четкий спектр (или разные спектры для разных участков).

Записав длины волн наиболее заметных линий (во всем зафиксированном диапазоне), Вы потом легко их опознаете и на измерительном микроскопе Мир-12, на котором можно определить расстояния между линиями спектра. Это поможет определить длины волн любых других линий.

Желательно заранее, еще на спектропроекторе, выбрать интересующие линии. Для определения линейной дисперсии, $D_l = dl/d\lambda \approx (l_1 - l_2)/(\lambda_1 - \lambda_2)$, нужно измерить расстояния в парах близко расположенных линий. Дисперсия не постоянна по спектру и в любом случае Вы получите некоторое усредненное значение ее. Лучше, если это усреднение произведено по узкому участку, т.е. по паре линий, находящихся (на фотопластинке) на расстоянии не более, чем 0,5 мм друг от друга. На спектре нужно измерить не менее десятка таких пар.

Окончательным результатом работы будет график спектральной зависимости *обратной линейной дисперсии*,

 $\Lambda = 1/D_l = d\lambda/dl \approx (\lambda_1 - \lambda_2)/(l_1 - l_2)$

2.6.3.4. Требования к отчету

1. Представить пластинку окончательной фокусировки прибора.

 Привести оптическую схему установки с указанием апертуры пучков и расчетом, подтверждающим правильность установки осветительной системы.

 Проверить выбранную оптимальную ширину щели ее расчетом для средней части спектра, исходя их величины светосилы по освещенности. Оценить потери света в приборе τ_{λ} , считая, что у элементов оптики прибора поглощение отсутствует.

4. Привести таблицу и представить график измеренной дисперсии, с указанием погрешности ее измерения.

5. Указать положения объектива и поворота камеры при визуальной и фотографической фокусировке спектрографа.

2.6.4. Вопросы по работе

• Что такое апертура прибора, чем плохо, если апертура осветителя входной щели не будет равна апертуре прибора?

• Что такое оптимальная ширина щели? Какова угловая ширина пучка света на входе в прибор, если входная щель освещается параллельным пучком и установлена оптимальная ширина щели?

• Конструкция и особенности призмы Аббе и схемы Фестерлинга.

• Оценка правдоподобности полученного спектра обратной линейной дисперсии.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1976
- 2 Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976
- 3 Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. 2-е изд. Л.: Машиностроение, 1968.
- 4 Тарасов К.И. Спектральные приборы. Л.: Машиностроение, 1977.
- 5 Пейсахсон И.В. Оптика спектральных приборов. Л.: Машиностроение, 1975.
- 6 Апенко М.И., Дубовик А.С. Прикладная оптика. М.: Наука, 1971.
- 7 Загрубский А.А., Цыганенко Н.М., Чернова А.П. Пособие "1. Основы оптических измерений" СПб, Соло, 2007.
- 8 Загрубский А.А., Рысь А.Г., Цыганенко Н.М., Чернова А.П. Пособие "З. Атомная оптическая спектроскопия" СПб, Соло, 2007.