

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

С.М. СТАРИКОВСКАЯ

**ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ.
СЕМИНАРСКИЕ ЗАНЯТИЯ**

**1.5. ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ
ИЗЛУЧЕНИЯ**

Учебное пособие

Москва 2007

УДК 53.082

С.М.Стариковская. Физические методы исследования. Семинарские занятия. 1.5. Источники и приемники излучения: Учебное пособие. – М: изд-е МФТИ, 2007. — 55 с.

Данное учебное пособие является пятым из цикла пяти пособий для семинарских занятий в первом семестре изучения курса “Физические методы исследования”. В цикле пособий рассмотрены наиболее типичные методы и принципы измерений, используемые в физических лабораториях, объяснены теоретические основы методов измерения, использующихся при изучении физико-химических систем. Первое пособие рассматривает принципы учета погрешностей измерений, второе – измерение электрических сигналов, третье – принципы измерения температуры, четвертое – давлений, и, наконец, пятое – измерение световых потоков, источники и приемники излучения. Каждая тема сопровождается разбором нескольких наиболее типичных задач и численных оценок. Цикл пособий предназначен для курса семинаров по физическим методам исследования, читаемому студентам 3 курса факультета молекулярной и биологической физики в 6 семестре. Данное пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы (ИОП) “Наукоемкие технологии и экономика инноваций”. Его подготовка была вызвана потребностью в учебно-методических материалах на рынке образовательных услуг в рамках таких приоритетных направлений программы как “Новые материалы и химические продукты”, “Технологии биологических и живых систем”, “Топливо и энергетика”.

© Московский физико-технический институт
(государственный университет), 2007

Оглавление

1. Поддиапазоны спектра. Источники и приемники излучения	4
1.1. Источники равновесного излучения	9
1.2. Источники неравновесного излучения	11
1.3. Приемники излучения. Фотоэлектронные умножители	15
1.4. Полупроводниковые приемники излучения	19
2. Селекция излучения. Диспергирующие элементы	22
2.1. Призма	22
2.2. Дифракционная решетка	23
2.3. Просветляющие покрытия. Интерференционные фильтры	26
2.4. Интерференционные спектральные приборы	27
3. Лазеры как источники излучения	31
3.1. Принцип действия лазера	31
3.2. Пороговая инверсная заселенность	41
3.3. Модовый состав излучения	42
3.4. Лазер с модулированной добротностью	46
3.5. Синхронизация мод	49
4. Контрольные вопросы к теме	54

1. Поддиапазоны спектра. Источники и приемники излучения

Цикл из трех семинарских занятий посвящен источникам и приемникам излучения в оптическом диапазоне. Задача этого цикла – дать наиболее общие представления о предмете, причем дать их с точки зрения физика–экспериментатора, применяющего спектральные методы в процессе исследования конкретного объекта.

Оптика по определению представляет собой раздел физики, изучающий оптическое излучение, процессы его распространения, взаимодействие излучения с веществом и практические применения оптических методов и явлений. Как оптический диапазон обычно выделяют область длин волн от мягкого рентгеновского излучения с длиной волны 1 – 10 нм до миллиметровых радиоволн с длиной волны 1 – 2 мм. Выделение данного диапазона исторически связано с общностью как методов разложения излучения в спектр, так и методов исследования получаемых спектров. В области более низких длин волн используют специальные рентгенографические методы, при более высоких длинах волн – радиотехнические. Внутри оптического диапазона выделены поддиапазоны рентгеновского излучения (до 10 нм), ультрафиолетового излучения (приблизительно до 400 нм), в котором в свою очередь выделен ВУФ-диапазон (меньше 200 нм); видимого излучения (400 – 740 нм), ИК-излучения (до 2000 мкм). Сравнительная энергетическая шкала в эВ представлена на рис. 1.

Спектроскопические методы исследования отличаются высокой **точностью** (так, внутрирезонаторная лазерная спектроскопия позволяет регистрировать до 10^{10} молекул в 1 см^3), **селективностью** (монохроматическое лазерное излучение используется для возбуждения отдельно взятых атомных и молекулярных состояний, излучение которых дает затем экспериментатору информацию о состоянии объекта). Несомненным преимуществом является то, что спектроскопические методы

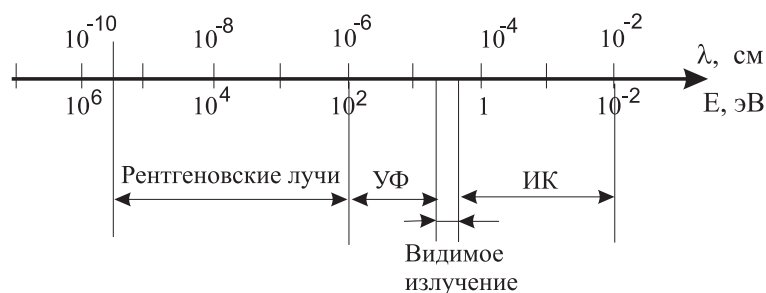


Рис. 1. Шкала длин волн/энергий с выделенным оптическим диапазоном спектра

диагностики в отличие от контактных (зондовых) могут быть организованы так, чтобы оказывать минимальное воздействие на исследуемый объект (т.е. они **невозмущающие**). Весьма важна также возможность исследовать объект с высоким временным разрешением, следить за ним по мере его изменения (**безынерционность**). Спектроскопические методы позволяют контролировать параметры состояний различных атомов и молекул, процессы перераспределения энергии внутри молекул, различные стадии химических и биологических процессов. В то же время излучение системы может давать информацию о ее макроскопических параметрах. В качестве примера приведем измерение электрического поля в газовом разряде либо измерение температуры спектральными методами. Чтобы подчеркнуть актуальность фундаментальных спектроскопических исследований сегодня, вспомним, что Нобелевская премия по физике в 1998 году была получена за эксперименты по охлаждению атомов лазерным излучением, а Нобелевская премия по химии в 1999 году – за исследования переходного комплекса, образующегося в процессе протекания химической реакции, методами фемтосекундной лазерной спектроскопии.

Что же касается прикладного значения оптики и спектроскопии — с этим обыватель сталкивается на каждом шагу. Простейший пример — источники излучения: лампы накаливания,

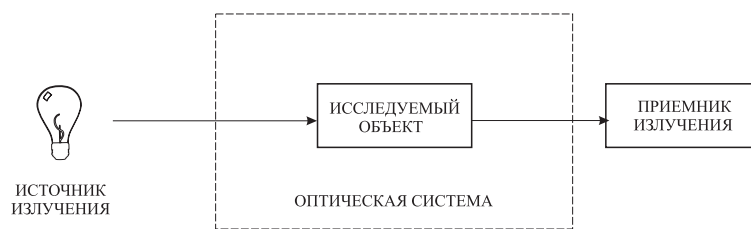


Рис. 2. Схематическое изображение спектроскопической системы

лампы дневного света, лампы со специальным спектром излучения — к примеру, бактерицидные с максимумом излучения в ближнем ультрафиолетовом диапазоне спектра. Широчайшее применение лазеров и оптических материалов характерно для медицины (офтальмология, стоматология, хирургия), компьютерной техники (сканеры, лазерные принтеры, оптоволоконные линии связи), технологических и военных приложений (лазерные прицелы, ИК-техника “ночного видения”, приборы для экологического контроля малых примесей в атмосферном воздухе и так далее).

Все сказанное приводит к заключению, что спектроскопия является одним из существенных разделов современных физических методов исследования.

Любая спектроскопическая система состоит из источника излучения, исследуемого объекта, собственно оптической системы и приемника излучения (рис. 2). В случае эмиссионной спектроскопии источником излучения служит сам исследуемый объект. Роль оптической системы сводится к преобразованию излучения. Это может быть временная модуляция оптического сигнала, монохроматизация, изменение поляризации и так далее, в зависимости от условий регистрации. Выделим для каждого из спектральных диапазонов типичные приемники и источники излучения.

Как было отмечено, УФ-область спектра подразделяется на так называемые вакуумный и ближний УФ-диапазоны. Вакуумный ультрафиолетовый диапазон получил свое название за

то, что большая часть излучения в данном диапазоне поглощается воздухом. Данный факт требует вакуумирования всех оптических трактов и монохроматора. Чтобы более отчетливо представлять себе, насколько серьезно данное требование, решим следующую задачу.

Задача 1

Коэффициент поглощения молекулярного кислорода на длине волны 145 нм составляет $k = 500 \text{ атм}^{-1} \text{ см}^{-1}$, азота – $k = 0.08 \text{ атм}^{-1} \text{ см}^{-1}$. Оптическая длина пути в вакуумном монохроматоре равна 2 м. Определить остаточное давление в монохроматоре, при котором потери излучения в приборе не будут превышать 5%.

Решение

$$P_{\text{O}_2} = 0.2P_{\Sigma}; \quad (1)$$

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{kx} \ln(I_0/I) \text{ атм}; \quad (2)$$

$$P_{\Sigma} = \frac{760}{kx} \ln(I_0/I) \text{ торр}; \quad (3)$$

$$P_{\Sigma} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ торр}. \quad (4)$$

Насколько серьезно требование откачки оптического тракта – пути излучения от источника до монохроматора?

Задача 2

Коэффициент поглощения молекулярного кислорода на длине волны 145 нм составляет $k = 500 \text{ атм}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, азота – $k = 0.08 \text{ атм}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Определить, насколько сильно поглощение излучения на длине волны 145 нм слоем воздуха толщиной 1 мм.

Решение

$$I = I_0 \exp(-0.2P_{\Sigma} kx); \quad (5)$$

$$I = 4.5 \cdot 10^{-5} I_0. \quad (6)$$

Вернемся к построению классификации приборов по оптическим диапазонам. Итак, мы убедились, что вакуумный ультрафиолетовый диапазон спектра налагает достаточно жесткие ограничения на используемую аппаратуру. То же касается и оптических материалов. Большинство тел, прозрачных в видимой области, непрозрачно для ультрафиолета. К примеру, стекло прозрачно в интервале от 300 до 3000 нм. Диапазон прозрачности кварца несколько шире: от 180 до 4000 нм. Для работы в вакуумном ультрафиолете применяют покрытия и оптические материалы, основанные на соединениях F (флюорит — CaF_2 — от 130 нм до 15 мкм; MgF_2 — от 111 нм до 10 мкм). В инфракрасной оптике применяют стекло (до 3 — 5 мкм), NaCl (до 15 мкм), KBr (до 25 мкм).

Источниками излучения в УФ-диапазоне спектра могут служить газоразрядные лампы либо равновесно нагретые до температуры ~ 3000 К твердые тела, эксимерные лазеры. В видимом и ИК-диапазоне это самые различные типы лазеров (газовые, на красителях, твердотельные), ламп, полупроводниковых приборов.

Приемники излучения обычно классифицируют по механизму ответа на сигнал излучения. На этом основании выделяют подкласс фотонных, или квантовых, фотоприемников, в которых энергия фотона преобразуется в некоторую первичную реакцию фотоприемника, и тепловые, в которых энергия фотонов преобразуется в тепло, а реакция фотоприемника возникает как следствие повышения температуры чувствительного элемента.

К подклассу тепловых фотоприемников относят болометры и радиационные термоэлементы. Мы не будем детально рассматривать данный тип фотоприемников. Замечу лишь, что

они основаны на нагреве чувствительного элемента и изменении его сопротивления. Боллометры достаточно инерционны (~ 1 мс), низкоселективны. Неохлаждаемые боллометры уступают 2 – 3 порядка квантовым фотоприемникам по чувствительности. Охлаждаемые же (до температур жидкого He) боллометры успешно применяются в астрономии для обнаружения слабо светящихся объектов.

Класс квантовых фотоприемников обширен. Он основан на явлении фотоэффекта (т.е. выбивания электронов из вещества под действием излучения) и включает в себя фотоэлементы, электронно-оптические преобразователи, фотоэлектронные умножители, фотодиоды, ССD-камеры и так далее.

Более детально мы рассмотрим приемники излучения в конце семинара, а сейчас вернемся к источникам света. Наиболее традиционными в спектроскопии являются так называемые равновесные источники излучения, основанные на излучении тела, нагретого до высокой температуры. Замечу, что этим телом может быть плазма (скажем, плазма дугового разряда), газ (равновесное свечение нагретого до очень высокой температуры газа), твердое тело (типичный пример – вольфрамовая лампа).

1.1. Источники равновесного излучения

Равновесное излучение характеризуется сплошным спектром излучения, а распределение яркости излучения по длинам волн задается формулой Планка. Это мы уже обсуждали в разделе, посвященном оптической пирометрии. Спектральная плотность излучения в равновесном случае дается выражением

$$u_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{(e^{h\nu/kT} - 1)}. \quad (7)$$

Источники равновесного излучения достаточно эффективны в ИК-области. Проанализируем их эффективность в области более низких длин волн.

Задача 3

Максимальная температура равновесных источников излучения, как правило, не превышает 3000 К. Выяснить, насколько эффективным источником УФ-излучения может быть лампа накаливания с такой температурой.

Решение

Найдем максимум излучения для определенной ранее спектральной плотности излучения u_ν :

$$u_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{(e^{h\nu/kT} - 1)}. \quad (8)$$

Для этого введем переменную $\beta = h\nu/kT$ и продифференцируем u_ν по β :

$$u_\nu = \frac{8\pi(kT)^3\beta^3}{c^3h^2} \cdot \frac{1}{(e^\beta - 1)}; \quad (9)$$

$$u_\nu \sim \frac{\beta^3}{(e^\beta - 1)}; \quad (10)$$

$$\frac{du_\nu}{d\beta} \sim (3 - \beta)e^\beta - 3 = 0. \quad (11)$$

Корень данного уравнения $\beta' = 2.8214393$. Тогда из $hc/\lambda_{\max}kT = \beta'$ получим

$$\lambda_{\max} = hc/kT\beta'. \quad (12)$$

Постоянная Планка $h = 6.6 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, постоянная Больцмана $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

$$\lambda_{\max} = \frac{6.6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 3000 \cdot 2.8} \approx \frac{5 \cdot 10^{-3}}{T} \text{ м}. \quad (13)$$

Таким образом, максимум излучения приходится на 1.7 мкм. Сосчитаем, какой процент излучения останется на 300 нм:

$$\frac{u_{\nu_1}}{u_{\nu_2}} = \frac{\nu_1^3}{\nu_2^3} \cdot \frac{(e^{h\nu_2/kT} - 1)}{(e^{h\nu_1/kT} - 1)}. \quad (14)$$

Из сравнения следует $h\nu_2 \sim 4$ эВ; $h\nu_1 \sim 0.6$ эВ. Для $T = 3000$ К получим $kT \approx 0.26$ эВ. Положим $e^{hv/kT} - 1 \approx e^{hv/kT}$:

$$u_\nu = \frac{\nu_1^3}{\nu_2^3} \cdot (e^{h(\nu_2 - n\nu_1)/kT}). \quad (15)$$

Теперь, если $\nu_1 = n\nu_{1700}$, а $\nu_2 = \nu_{300}$,

$$\frac{u_{\nu_{1700}}}{u_{\nu_{300}}} \approx \frac{\nu_{1700}^3}{\nu_{300}^3} \cdot (e^{h(\nu_{300} - n\nu_{1700})/kT}); \quad (16)$$

$$\frac{u_{\nu_{1700}}}{u_{\nu_{300}}} \approx \frac{300^3}{1700^3} \cdot (e^{(4-0.6)/0.26}); \quad (17)$$

$$\frac{u_{\nu_{1700}}}{u_{\nu_{300}}} \approx \left(\frac{300}{1700}\right)^3 \cdot (e^{13}); \quad (18)$$

$$(300/1700)^3 \approx 5.5 \cdot 10^{-3}; \quad (19)$$

$$e^{13} \approx 4.4 \cdot 10^5; \quad (20)$$

$$\frac{u_{\nu_{1700}}}{u_{\nu_{300}}} \approx 24 \cdot 10^2 \approx 2.4 \cdot 10^3, \quad (21)$$

т.е. лампы накаливания, вообще говоря, не являются эффективными источниками УФ-излучения.

1.2. Источники неравновесного излучения

Наиболее эффективными некогерентными источниками излучения в коротковолновой области спектра к настоящему моменту являются газовые разряды. В этом случае излучение испускается атомами или молекулами газа. Атомы испускают излучение в линиях в соответствии с переходами между дискретными электронными состояниями. Молекулярный спектр более

сложный в силу наличия у молекулы колебательных и вращательных состояний: из типичной картины термов следует, что в этом случае мы должны наблюдать так называемые молекулярные полосы. Между тем даже в атомах линии излучения не бывают бесконечно узкими. Обсудим уширение спектральных линий — различные причины уширения линий в плазме и величину эффекта.

Задача 4

Найти естественное уширение линий в видимом диапазоне спектра, если характерное время жизни равно 10^{-8} с.

Решение

$$\Delta\omega\tau = 1, \quad (22)$$

откуда

$$\Delta\nu = 1/(2\pi\tau) = c\Delta\lambda/\lambda^2; \quad (23)$$

$$\Delta\lambda = \lambda^2/(c \cdot 2\pi\tau). \quad (24)$$

Пусть $\lambda = 500$ нм. Тогда

$$\Delta\lambda = 10^{-14}\text{м} = 10^{-5}\text{нм}. \quad (25)$$

Второй возможный тип уширения линий в плазме — Доплеровское уширение. Атомы и ионы в плазме находятся в постоянном движении. Частота излучения атома, движущегося со скоростью v , смещена относительно частоты излучения неподвижного атома на величину

$$\nu - \nu_0 = \nu_0 \frac{v}{c}. \quad (26)$$

Распределение Максвелла по проекциям скоростей на определенную ось имеет гауссову форму:

$$dN(v_z) = N \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}} e^{-Mv_z^2/2kT} dv_z. \quad (27)$$

Смещение частоты в эффекте Доплера пропорционально скорости, а это означает, что распределение спектральной мощности по частотам повторяет вид распределения Максвелла:

$$u_\nu(\nu - \nu_0) = u_n u(\nu_0) e^{-(\nu - \nu_0)^2 c^2 / \nu_0^2 v_{prob}^2}. \quad (28)$$

В разделе “Методы измерения температуры в неравновесных системах” мы решали задачу о доплеровском уширении линии атома водорода H_β (486.1 нм) при температурах 300 и 5000 К. Напомню, что ответом были значения $\lambda_D = 2 \cdot 10^{-4}$ нм для 300 К и $\lambda_D = 8 \cdot 10^{-4}$ нм при температуре 5000 К.

Столкновительное уширение линий в плазме обусловлено взаимодействием частиц друг с другом в процессе столкновений. В рамках простейшего приближения можно считать, что во время своего движения частица излучает монохроматические колебания, а при соударении излучение прекращается. Можно показать, что линия в этом случае имеет лоренцовский контур:

$$u_\nu = u_{\nu_0} \frac{\gamma/2}{4\pi^2(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/2)^2}, \quad (29)$$

$$\gamma = 1/\tau. \quad (30)$$

Задача 5

Исходя из кинетической теории газов, найти столкновительное уширение линии с $\lambda = 589.3$ нм в азоте при давлениях 10 торр и 1 атм и при температуре 300 К.

Решение

Уширение линии определится временем жизни между столкновениями:

$$\tau = \frac{l}{v} = \frac{1}{n\sigma v}. \quad (31)$$

Далее читателю предоставляется возможность самостоятельно выполнить оценку и сравнить полученное значение с величиной естественного и доплеровского уширений. Как ведет себя столкновительное уширение с ростом давления газа?

Знание уширения линий достаточно критично в лазерной технике, в спектроскопических исследованиях различного рода, где контур линии может оказать решающее влияние на результаты измерений (скажем, искомая величина определяется из контура линии, а контур является комбинированным, то есть обусловлен несколькими механизмами сразу).

Есть еще одно уширение линии, о котором не шла речь в решенных задачах. Тем не менее экспериментатор всегда обязан рассматривать его. В данном случае речь идет о так называемом приборном уширении. Действительно, если в оптическую схему включен, к примеру, прибор для монохроматизации излучения (спектрограф, монохроматор), то экспериментатор обязан учесть и то, что прибор будет вносить искажения в регистрируемую картину.

Пусть оптическая схема состоит из источника излучения, спектрографа либо монохроматора и приемника излучения. Спектральная ширина щели прибора определяется дифракционным уширением линии и шириной геометрического изображения щели:

$$\delta\lambda = \delta\lambda_d + \delta\lambda_s. \quad (32)$$

$\delta\lambda_s$ определяется обратной линейной дисперсией прибора и шириной щели.

Задача 6

Обратная линейная дисперсия монохроматора МДР-23 составляет 1 нм/мм. В лабораторной работе по N₂ минимальная

ширина щелей монохроматора составляла 50 мкм. Вращательные постоянные азота составляют 1.825 см^{-1} для С-состояния и 1.637 см^{-1} для В-состояния. Определить, при какой ширине щели можно разрешить соседние вращательные линии.

Решение

Предлагается решить задачу самостоятельно.

1.3. Приемники излучения. Фотоэлектронные умножители

Коснемся теперь такой темы, как приемники излучения. Как уже отмечалось, большинство приемников основаны на принципе фотоэффекта, т.е. на выбивании электронов из фотокада под действием излучения.

Вакуумный фотоэлемент устроен совсем просто. На поверхность металла или стекла напыляется тонкий слой специального вещества с малой работой выхода – фотокаод. Именно спектральной чувствительностью фотокаода в данном случае определяется спектральная чувствительность приемника. Существует большое количество материалов, изготовленных на основе комплексных соединений щелочных металлов, но спектральная область чувствительности ограничена сверху.

Задача 7

Работа выхода электрона из кислородно–серебряно–цезиевого фотокаода составляет $W = 0.75 \text{ эВ}$. Найти максимальную длину волны, на которой может работать фотоприемник на основе такого фотокаода.

Решение

$$\varepsilon = h\nu - W = 0, \quad (33)$$

$$h\nu = W = hc/\lambda, \quad (34)$$

$$\lambda = hc/W = 1500 \text{ нм.} \quad (35)$$

Вакуумный фотоэлемент имеет невысокую чувствительность, но малую постоянную времени (определяется временем пролета электронов) – около 1 нс. В случае коаксиального исполнения – до 1 пкс.

Существуют различные способы увеличения эффективности работы фотокатода. К сожалению, работа выхода (т.е. фактически барьер перехода “электрон в металле – электрон в газе”) не может быть преодолена за счет электрического поля. При появлении электрического поля вблизи фотокатода возможно преодоление активационного барьера за счет других механизмов эмиссии – в частности, автоэлектронной. Эмиссия электронов из фотокатода под действием поля нежелательна, от нее стараются уйти, например, экранированием фотокатода.

Серьезной проблемой является повышение эффективности фотокатода на заданной длине волны. Прежде всего, пытаются увеличить площадь фотокатода. Если при этом необходимо хорошее временное разрешение, фотокатод делают специальной формы, используют дополнительные электроды для фокусировки фотоэлектронов на первый диод. В системах с фотокатодами, работающими на отражение, используют фотокатоды определенной толщины, напыленные на серебряную подложку так, что максимальные значения плотности энергии стоячей волны локализируются на границе электрод–вакуум. Для снижения потерь квантовой эффективности полупрозрачных фотокатодов применяют оптические устройства из микропризм, обеспечивающие многократное взаимодействие излучения с фотокатодом.

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) отличается от вакуумного элемента наличием системы диодов, находящейся под изменяющимся потенциалом (рис. 3). Электроны, вылетевшие с фотокатода, попадают на первый диод и выбивают из него определенное число электронов. На следующем диоде процесс повторяется. Размножение электронов в диодной системе ве-

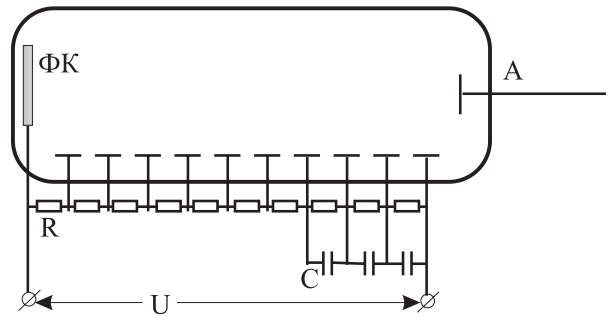


Рис. 3. Схематическое изображение фотоэлектронного умножителя. ФК – фотокатод, А – анод

дет к больш́им коэффициентам усиления оптического сигнала.

Задача 8

Определить коэффициент усиления G и время пролета t электронов через ФЭУ при условии, что в ФЭУ 10 динодов, расположенных на расстоянии 5 мм друг от друга, напряжение на каждом последующем каскаде равно 300 В и коэффициент вторичной эмиссии равен 4.

Решение

$$F = eE = eU/l = ma; \quad (36)$$

$$l = at^2/2 = eUt^2/(2l); \quad (37)$$

$$t = l\sqrt{\frac{2m}{eU}}; \quad (38)$$

$$m = 10^{-30} \text{ кг}; \quad (39)$$

$$e = 1.6 \cdot 10^{19} \text{ Q}; \quad (40)$$

$$t = 5 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{2 \cdot 10^{-30}}{300 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}}}; \quad (41)$$

$$t = 10^{-9} \text{ с}; \quad (42)$$

$$G = 4^{10} = 10^6. \quad (43)$$

Экспериментатору часто приходится сталкиваться и с более тонкими вещами. Рассмотрим типичный пример. Известно, что при регистрации мощных импульсных сигналов необходимо шунтировать последние диоды ФЭУ конденсаторами. Дело в том, что при исследованиях импульсных сигналов амплитуда тока через последние диоды обычно существенно превышает средний уровень тока, на который рассчитан делитель.

Задача 9

Характерная величина анодного тока составляет 10^{-4} А, длительность импульса тока — 100 нс. Перепад напряжения на соседних диодах 300 В. Вычислить необходимую емкость конденсаторов для шунтирования последних диодов.

Решение

Примем, что каскадное напряжение не должно поменяться более, чем на 1%, т.е. $\Delta u_i \geq u_i/100$. Заряд электронного пакета, эмиттируемого последним диодом,

$$Q_i = \int \lim_0^{t_i, mp} I(t) dt. \quad (44)$$

Тогда емкость конденсатора

$$C_i \geq Q_c / \Delta u_i = \frac{100}{u_i} \int I(t) dt. \quad (45)$$

Для заданных параметров

$$C_i = \frac{100}{300} \cdot 10^{-4} \cdot 10^{-7} = 3 \cdot 10^{-12} \text{ Ф}. \quad (46)$$

1.4. Полупроводниковые приемники излучения

Внутренний фотоэффект требует существенно меньшей энергии, чем внешний. Чистые полупроводники чувствительны в области спектра от видимой до 7 – 8 мкм, примесные — и в более далеком ИК-диапазоне. К полупроводникам относят широкий класс веществ, удельная проводимость которых при комнатной температуре находится в промежутке между проводимостью металлов ($10^6 - 10^4 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$) и хороших диэлектриков ($10^{-10} - 10^{-12} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$). Вообще говоря, отличие полупроводников от диэлектриков скорее количественное, чем качественное. Тем не менее существует определенный класс веществ, которые уже при комнатной температуре обладают четко выраженными полупроводниковыми свойствами. Это в первую очередь, элементы IV группы периодической системы Ge и Si, атомы которых, обладая 4-мя валентными электронами, образуют кристаллические решетки типа алмазной; полупроводники типа $A^{III}B^V$, являющиеся соединениями III группы (Al, Ga, In) и V группы (Pb, As, Sb) и так далее.

Характерной особенностью полупроводников является сильное возрастание удельной проводимости с температурой:

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-E/kT), \quad (47)$$

где E — энергия активации проводимости (типичная энергия связи носителей заряда).

Так как в твердом теле атомы сближены на расстояние порядка атомного радиуса, то в полупроводнике происходит непрерывный переход валентных электронов от одного атома к другому, не приводящий к появлению электропроводности. Для того чтобы через полупроводник мог течь электрический ток, надо разорвать хотя бы одну из связей, удалить с нее электрон и перенести его туда, где все связи уже заполнены, т.е. туда, где он будет лишним. Такой электрон может переносить избыточный отрицательный заряд из ячейки в ячейку — он становится электроном проводимости. Разорванная же связь становится блуждающей по кристаллу дыркой — положитель-

но заряженным образованием с массой электрона, поскольку в условиях сильного обмена электрон соседней связи быстро занимает место ушедшего. Именно электроны и дырки являются свободными носителями заряда в полупроводниках.

Электропроводность полупроводника может быть обусловлена как собственными электронами данного вещества (собственная проводимость), так и электронами примесных атомов (примесная проводимость). Примеси делятся на донорные и акцепторные. Доноры отдают свои электроны полупроводнику, создавая проводимость n -типа. К примеру, элементы V группы являются донорами для Ge и Si. Внедряясь в кристаллическую решетку, такой атом замещает атом Ge (Si); четыре из его пяти валентных электронов образуют связи с атомом решетки, а пятый электрон оказывается лишним. Не локализуясь ни на одной связи, он оказывается электроном проводимости. Примесный атом оказывается заряженным положительно, что может привести к образованию слабо связанного состояния электрона с примесным ионом. Энергия ионизации примесей мала (до 0.01 эВ), поэтому уже при температуре жидкого азота 77 К большинство примесей ионизовано.

Рассмотрение проводимости полупроводников с энергетической точки зрения возможно в рамках так называемой зонной теории. В полупроводнике верхняя из заполненных разрешенных зон называется валентной, а наиболее низкая из незаполненных — зоной проводимости. Энергетический зазор между ними называется запрещенной зоной. Именно в запрещенной зоне располагаются энергетические уровни донорных (акцепторных) атомов. Начнем нагревать примесный полупроводник n -типа. С повышением температуры тепловое движение выбрасывает в зону проводимости электроны с донорных атомов гораздо эффективнее, чем из валентной зоны. В итоге концентрация электронов в зоне проводимости оказывается существенно выше концентрации дырок в валентной зоне. В таких условиях электроны называются основными носителями, а дырки — неосновными.

Задача 10

Ширина запрещенной зоны в PbS составляет 0.37 эВ, а в германии с примесью меди — 0.04 эВ. Оценить красную границу фотоприемника на основе этих соединений.

Решение

Предоставляем возможность решить эту задачу читателю.

К фотоэлектрическим приемникам излучения относят фоторезисторы и фотодиоды. Примесные фоторезисторы чувствительны к изменению температуры окружающей среды. Так, при наличии уровней, отстоящих на 0.01 эВ от основной зоны, приемники должны работать при температуре жидкого гелия. Быстродействие фотодиода зависит от скорости диффузии фотоносителей в области пространственного заряда и скорости переходных процессов на входе предусилителя.

Рекомендуемая литература

1. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. 4. Оптика. — М.: Наука. Физматлит, 1980.
2. *Курбатов Л.Н.* Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра. — М.: Изд-во МФТИ, 1999.
3. *Лебедева В.В.* Экспериментальная оптика. — М.: Изд-во МГУ, 1999.
4. *Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И.* Техника и практика спектроскопии. — М.: Наука, 1976.
5. *Франкевич Е.Л.* Физические методы исследования. — М.: МФТИ, 1986.

2. Селекция излучения. Диспергирующие элементы

Рассмотрим различные оптические приборы, позволяющие выделить из спектра узкую область излучения, и проведем их сравнительный анализ.

Классические спектральные приборы для монохроматизации излучения построены на так называемом методе селективной фильтрации. Это означает, что оптическая схема прибора позволяет каким-либо образом выделить узкий спектральный диапазон и не рассматривать остальной спектр. Обязательным в спектральных приборах, построенных на данном принципе, является диспергирующий элемент, пространственно разделяющий по длинам волн падающее на него излучение. Диспергирующий элемент (призма, дифракционная решетка, интерферометр Фабри—Перо) располагается в параллельном пучке лучей, создаваемом коллиматором. Коллиматор состоит из входного отверстия (щели) и объектива. Спектр наблюдается в фокальной плоскости камерного объектива.

Давайте рассмотрим характерные особенности различных диспергирующих систем.

2.1. Призма

Действие призмы как спектрального прибора основано на зависимости показателя преломления вещества от длины волны. Не останавливаясь детально на геометрическом построении хода лучей в призме, отметим, что спектральное разрешение призмы с длиной основания b может быть найдено как

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{dn}{d\lambda} b. \quad (48)$$

Можно показать, что угловое увеличение призмы зависит от длины волны падающего излучения. Поскольку в типичных конструкциях монохроматоров сканирование спектра относительно выходной щели достигается поворотом диспергирующе-

го элемента, то призмы делают специальным образом, чтобы обеспечить постоянный угол отклонения лучей с разными длинами волн. К так называемым призмам постоянного отклонения относится, к примеру, призма Аббе, составленная из двух 30-градусных призм и одной 45-градусной для отклонения луча на 90° . Поскольку 30-градусные призмы отклоняют лучи в противоположных направлениях, для луча любой длины волны, идущей в минимуме отклонения, общее отклонение равно 90° .

Исторически призмённые приборы были первыми приборами для монохроматизации излучения. Они до сих пор имеют достаточно широкое распространение. Потери в призме могут быть меньше, чем потери на дифракционной решетке, однако в реальных призмённых приборах, как правило, используется система призм, что сводит коэффициент пропускания приборов к величине 0.2 – 0.3. Тем не менее в условиях, когда не нужно очень высокое спектральное разрешение, но критично не потерять свет, призмённая селекция излучения может оказаться оптимальной.

2.2. Дифракционная решетка

Плоская дифракционная решетка представляет собой систему параллельных равноотстоящих зеркальных полосок (штрихов) на поверхности пластинки-подложки. Лучи, отраженные от различных штрихов, интерферируют между собой. Результат интерференции зависит от длины волны, угла падения ψ и угла дифракции φ . По направлениям, для которых разность хода лучей, отраженных от соседних штрихов, равна целому числу длин волн, образуются главные максимумы:

$$(\sin \psi + \sin \varphi) = q\lambda, \quad q = 0, \pm 1, \pm 2. \quad (49)$$

Условие максимума нулевого порядка определяет направление, в котором распространяется свет всех длин волн. Фактически это условие отражения, то есть равенства углов падения и отражения.

За эффективность разложения излучения в спектр с помощью дифракционной решетки отвечают два физических явления: дифракция на каждом зеркальном штрихе шириной b и интерференция лучей, отраженных от различных частей решетки (пусть число штрихов равно N , период решетки — d). В результате дифракции энергия светового потока перераспределится таким образом ($\Phi(u) = \sin^2 u$, $u = \pi b(\sin \psi + \sin \varphi)/\lambda$), что основная доля энергии будет попадать в область, соответствующую нулевому (белому!) максимуму интерференционной картины. Помимо главного интерференционного максимума, по направлениям $\pm\lambda/d, \pm 2\lambda/d, \dots$ волны от всех штрихов решетки будут складываться и образовывать главные максимумы. Заметим, что спектры различных порядков накладываются друг на друга: $g\lambda = \text{const}$ означает, что на длину волны 600 нм первого порядка будет накладываться длина волны 300 нм второго, 200 нм третьего и т.д.

Чтобы добиться перераспределения интенсивности в спектре (убрать “белый” нулевой максимум интенсивности), обычно вносят дополнительную разность фаз в лучи, отраженные от соседних штрихов. Так, в случае, когда используется дифракционная решетка с профилированным штрихом высотой λ , в разность хода лучей вносится величина 2λ , т.е. в (несмещенный!) центр дифракционной картины попадает второй максимум решетки: $\sin \psi + \sin \varphi = 2\lambda/d$. Угол наклона ступенек такой решетки к подложке β называется углом блеска и является важной характеристикой дифракционной решетки, так как позволяет определить положение главного дифракционного максимума.

Разрешающая способность дифракционной решетки определяется положением главного дифракционного максимума

$$d(\sin \psi + \sin \varphi) = q\lambda, \quad (50)$$

интенсивность которого равна

$$I_N = I_1 \left(\frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right)^2, \quad (51)$$

и положениями дифракционных минимумов

$$d(\sin \psi + \sin \varphi) = (q + p/N)\lambda, \quad p = 1, 2, \dots, N - 1. \quad (52)$$

По определению спектральные линии с близкими длинами волн λ и λ' считаются разрешенными, если главный максимум дифракционной картины для одной длины волны совпадает по положению с первым дифракционным минимумом в том же порядке для другой длины волны:

$$q\lambda = (q + \frac{1}{N})\lambda'; \quad (53)$$

$$\lambda = (q + \frac{1}{N})\lambda'/q; \quad (54)$$

$$\lambda - \lambda' = ((q + \frac{1}{N})/q - 1)\lambda'; \quad (55)$$

$$\lambda' - \lambda = \frac{\lambda'}{Nq}. \quad (56)$$

Таким образом, $\frac{\lambda}{d\lambda} = Nq$.

Задача 1

Сопоставить предельное разрешение призмы из стекла ТФ-1 ($dn/d\lambda = 0.16 \text{ мкм}^{-1}$) с длиной основания $b = 10 \text{ см}$ и плоской дифракционной решетки 1000 штр/мм с шириной рабочей области 10 см для длины волны 500 нм.

Решение

Разрешающая способность призмы

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{dn}{d\lambda}b; \quad (57)$$

$$d\lambda = \frac{\lambda}{b \frac{dn}{d\lambda}}; \quad (58)$$

$$d\lambda = \frac{500}{10 \cdot 0.16 \cdot 10^4}; \quad (59)$$

$$d\lambda = 0.02_{\text{нм}}. \quad (60)$$

Разрешающая способность дифракционной решетки

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = Nq. \quad (61)$$

В первом порядке ($q = 1$) получим

$$d\lambda = \frac{\lambda}{N}; \quad (62)$$

$$d\lambda = 500/(1000 \cdot 100); \quad (63)$$

$$d\lambda = 500/(1000 \cdot 100) = 5 \cdot 10^{-3}_{\text{нм}}. \quad (64)$$

Таким образом, в случае, когда нужно более высокое разрешение, удобней пользоваться дифракционной решеткой.

2.3. Просветляющие покрытия. Интерференционные фильтры

Пусть излучение проходит из среды с показателем преломления n_1 в среду с показателем преломления n_2 через тонкую (толщина $\lambda/4$) пластинку с показателем преломления n_3 . Можно показать, что коэффициенты отражения R и пропускания T такой пластинки равны соответственно

$$R = \frac{(n_1 n_2 - n_3^2)^2}{(n_1 n_2 + n_3^2)}; \quad (65)$$

$$T = \frac{4n_1 n_2 n_3^2}{(n_1 n_2 + n_3^2)}. \quad (66)$$

Видно, что при $n_3 \gg \sqrt{n_1 n_2}$ коэффициент отражения $R \rightarrow 1$, а при $n_3 \sim \sqrt{n_1 n_2}$, наоборот, $R \rightarrow 0$. На данной зависимости основан эффект, который называют “просветлением оптики”: в ограниченной области вблизи некоторой длины волны λ происходит погашение волн, отраженных от передней и задней поверхностей диэлектрического слоя. Просветляющие покрытия используют в светотехнике (современные объективы), в спектральных приборах, в интерференционных светофильтрах.

2.4. Интерференционные спектральные приборы

Интерференционными спектральными приборами принято называть приборы, в которых используется разность хода до $10^5 - 10^6$ длин волн. Такие приборы имеют высокую разрешающую способность. В качестве диспергирующего элемента, как правило, используется интерферометр Фабри—Перо.

Интерферометр Фабри—Перо представляет собой два частично отражающих зеркала, установленных строго параллельно друг другу. Среда между зеркалами обладает прозрачностью по мощности и коэффициентом преломления n . Поток света, падающий на интерферометр со стороны линзы, состоит из множества параллельных пучков, соответствующих разным точкам источника. Вследствие многократных отражений от зеркальных поверхностей происходит расщепление каждого пучка на бесконечное число убывающих по амплитуде пучков с определенной разностью фаз. При интерференции пучков наблюдаются полосы равного наклона (в осесимметричной задаче – концентрические кольца). Линзой они могут быть сфокусированы на экран. Результирующая картина в фокальной плоскости линзы определится (аналогично задаче с дифракционной решеткой) произведением функции, обусловленной дифракцией на отверстии интерферометра, и функции, полученной в результате многолучевой интерференции.

Максимальная прозрачность интерферометра соответствует оптической разности хода соседних пучков, равной

$$2Ln \cos \varphi = q\lambda, \quad (67)$$

где q – порядок интерференции. Разрешающая способность интерферометра составляет

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = q \frac{\pi \sqrt{T_{\text{ср}} R}}{1 - T_{\text{ср}} R}, \quad (68)$$

где R – коэффициент отражения зеркал интерферометра, а T – прозрачность среды, заполняющей интерферометр. Найдем типичное приборное уширение линии для интерферометра.

Задача 1

Пусть $T_{\text{ср}} R = 0.99$, порядок интерференции $q = 10^5$. Найти уширение линии для $\lambda = 500$ нм.

Решение

$$d\lambda = \frac{\lambda(1 - T_{\text{ср}} R)}{q\pi \sqrt{T_{\text{ср}} R}}; \quad (69)$$

$$d\lambda = \frac{500 \cdot (1 - 0.99)}{10^5 \cdot 3.14 \sqrt{0.99}}; \quad (70)$$

$$d\lambda = \frac{500 \cdot 0.01 \cdot 10^{-5}}{3.14} \sim 10^{-5} \text{ нм}. \quad (71)$$

Возможны различные варианты изменения оптической толщины интерферометра. Один из них – изменение давления.

Задача 3

Показатель преломления газа зависит от давления как

$$n - 1 = (n_0 - 1)p/p_0. \quad (72)$$

Для воздуха $n_0 = 1.0003$. Определить, как должно измениться давление в интерферометре толщиной $L = 1$ см для

того, чтобы на длине волны 500 нм интерференционная картина сместилась на 1 порядок.

Решение

По условию максимумов $2Ln \cos \varphi = q\lambda$. Следовательно (для $\cos \varphi \sim 1$), получим

$$2L\delta n = \lambda(q - (q - 1)) = \lambda. \quad (73)$$

С другой стороны,

$$\Delta n = 4 \cdot 10^{-7} p \text{ [торр]}. \quad (74)$$

В конечном итоге получим

$$\Delta n = \frac{5 \cdot 10^{-7}}{2 \cdot 10^{-2}} = 2.5 \cdot 10^{-5}; \quad (75)$$

$$\Delta p = \frac{2.5 \cdot 10^{-5}}{4 \cdot 10^{-7}} \approx 63 \text{ торр}. \quad (76)$$

Таким образом, при выборе спектрального прибора для решения определенной задачи обязательно нужен дополнительный анализ параметров, которые вам необходимы (светосила, скорость регистрации, разрешение и т.д.). К примеру, можно показать, что при одинаковой разрешающей способности светосила дифракционных спектрометров на порядок выше светосилы призмных, а светосила интерферометров Фабри–Перо более чем на порядок превышает светосилу дифракционных приборов. В то же время, если необходима плавная перестройка длины волны, оптимально являются дифракционные приборы.

Рекомендуемая литература

1. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. 4. Оптика. — М.: Наука. Физматлит, 1980.

2. *Лебедева В.В.* Экспериментальная оптика. — М.: Изд-во МГУ, 1999.
3. *Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И.* Техника и практика спектроскопии. — М.: Наука, 1976.
4. *Мальшев В.И.* Введение в экспериментальную спектроскопию. — М.: Наука, 1979.

3. Лазеры как источники излучения

Тема данного семинара — лазеры. Мы обсудим принцип действия лазера, получим выражение для коэффициента усиления лазерного излучения в среде и порогового значения инверсной заселенности, рассмотрим условия многомодовой и одномодовой генерации.

3.1. Принцип действия лазера

Среди понятий, необходимых нам при обсуждении принципов работы лазера, — понятия когерентности и вынужденного излучения. Вспомним вкратце определения этих понятий.

Рассмотрим интенсивность света в какой-либо точке пространства, где перекрываются 2 пучка света. Пусть колебания монохроматичны и задаются выражениями

$$E_1 = a_1 \cos(\omega t + \varphi_1); \quad (77)$$

$$E_2 = a_2 \cos(\omega t + \varphi_2). \quad (78)$$

Можно показать, что интенсивности колебаний в этом случае

$$I_i = a_i^2; \quad (79)$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (80)$$

Когерентность колебаний означает, что их фазы каким-либо образом связаны между собой.

Среди различных видов взаимодействия между атомом и электромагнитным полем наиболее часто выделяют поглощение излучения с частотой, достаточной для перехода в одно из возбужденных состояний, и спонтанный переход атома из возбужденного состояния в более низкое с испусканием фотона.

Мы же будем говорить в основном о третьем виде взаимодействия: если на атом, находящийся в возбужденном состоянии, действует излучение, которое сам атом в данном состоянии мог бы естественным образом излучить, то внешнее излучение вызывает *индуцированное* (или стимулированное) излучение атома. Существование этого процесса впервые было осознано Эйнштейном в 1916 году и было вызвано необходимостью объяснить равновесное распределение по энергетическим состояниям атомов, взаимодействующих с излучением. В последующие более чем 35 лет индуцированному излучению уделялось достаточно важное место в фундаментальных исследованиях, но оно не находило никакого применения на практике. Сейчас забавно, к примеру, слышать, что в классической американской монографии 1954 года по квантовой теории излучения эта тема была лишь слегка затронута. В период второй мировой войны существенный толчок получили исследования, связанные с развитием микроволновой техники. Прогресс в микроволновой технике повлек за собой расширение исследований взаимодействия микроволнового излучения с веществом, в первую очередь – с газами. И в том же 1954 году в Советском Союзе Н.Г. Басов и А.М. Прохоров предложили использовать индуцированное излучение квантовых систем для генерации и усиления электромагнитных волн, а затем создали молекулярный генератор; в США же Ч. Таунс с сотрудниками опубликовали работу, в которой был описан квантовый генератор электромагнитного излучения на молекулах аммиака. Длина волны излучения составляла 1.27 см. Через 10 лет, в 1964 году, эти физики получили Нобелевскую премию за работы в области квантовой электроники.

Собственно, слово лазер (мазер) является аббревиатурой: “Light (Microwave) Amplification by Stimulated Emission of Radiation”.

Любой лазер состоит из трех основных частей: активной среды, системы накачки и устройства для обеспечения положительной обратной связи (резонатора).

Для понимания принципов действия лазеров нам надо, пре-

жде всего, выяснить условия, при которых может происходить усиление светового потока при его взаимодействии с атомами вещества. Рассмотрим активную среду лазера и принципы усиления в ней. Пусть монохроматический световой поток интенсивности I_0 и частоты ω падает на вещество. Направим ось x вдоль потока и найдем изменение интенсивности света при его прохождении через вещество.

Для простоты рассмотрим 2-уровневую систему, то есть положим, что только для двух уровней энергии атома, E_1 и E_2 , выполнено условие

$$E_2 - E_1 = \hbar\omega. \quad (81)$$

Во всех реальных системах уровни имеют конечную ширину. Опять же для простоты положим $\Delta E_1 = \Delta E_2 = \Delta E$. При конечной ширине уровня резонансное взаимодействие излучения с атомом происходит в области частот, определяемой соотношением

$$\omega_{21} - \Delta\omega \leq \omega \leq \omega_{21} + \Delta\omega. \quad (82)$$

Пусть N_1 и N_2 – число атомов в единице объема на уровнях 1 и 2 соответственно. При учете конечности ширины уровней нам придется внести некоторые уточнения в эти обозначения. Пусть $N_i^{(E)}$ – число атомов в единице объема, имеющих энергию E в пределах данного уровня, так что $N_i = \int N_i^{(E)} dE$. Зависимость $N_i^{(E)}$ можно представить в виде лоренцевского контура:

$$N_i^{(E)} = \frac{N_i}{2\pi} \cdot \frac{\Delta E}{(E - E_1)^2 + (\Delta E/2)^2}. \quad (83)$$

Значение этой функции имеет максимум при $E = E_1$, равный

$$N_i^{\max} = \frac{2N_i}{\pi\Delta E}. \quad (84)$$

Будем далее называть эту величину наиболее вероятным значением плотности молекул на данном уровне, относя к единичному интервалу частот, а не энергий:

$$N_i^{\max} = \frac{2N_1}{\pi\Delta\omega}. \quad (85)$$

Вернемся к рассмотрению изменения интенсивности света вдоль оси x . Вообще говоря, в двухуровневой системе возможны три процесса: поглощение излучения, вынужденное и спонтанное испускание. Будем далее предполагать, что частота ω соответствует в основном переходам между центрами линий, т.е. между E_1 и E_2 .

Изменение интенсивности вдоль активной среды за счет резонансного поглощения пропорционально числу атомов на нижнем уровне $N_1^{\max} = (2N_1)/(\pi\Delta\omega)$, коэффициенту Эйнштейна B_{21} , характеризующему вероятность поглощения, плотности электромагнитной энергии u_ω и величине кванта $\hbar\omega$:

$$\frac{dI}{dx} = -B_{12}u_\omega\hbar\omega 2N_1/\pi\Delta\omega. \quad (86)$$

Вследствие индуцированного испускания интенсивность света возрастает. Индуцированные переходы обладают двумя важными свойствами: во-первых, их вероятность отлична от нуля только для внешнего поля резонансной частоты, энергия кванта которого совпадает с разностью энергий уровней; во-вторых, излучаемые кванты электромагнитного поля полностью тождественны квантам поля, вызвавшим эти переходы. Это означает, что внешнее электромагнитное поле и поле, созданное при индуцированных переходах, имеют одинаковые частоту, фазу, поляризацию и направление распространения, то есть они неразличимы (тождественны). Пренебрежем спонтанными переходами, помня, что они, будучи некогерентными по отношению к внешнему полю, играют роль собственных шумов; кроме того, спонтанное излучение опустошает верхний энергетический уровень. Будем считать, что время жизни верх-

него состояния достаточно велико. Тогда увеличение интенсивности за счет вынужденного испускания равно

$$\frac{dI}{dx} = B_{21}u_\omega\hbar\omega 2N_2/\pi\Delta\omega. \quad (87)$$

Интенсивность света представляет собой поток энергии частоты ω , поэтому в случае плоского потока она связана с плотностью энергии соотношением

$$I = cu_\omega. \quad (88)$$

Поскольку $g_1B_{12} = g_2B_{21}$, в случае невырожденных уровней ($g_1 = g_2$) получим $B_{21} = B_{12}$. Суммарное изменение интенсивности

$$\frac{dI}{dx} = -\frac{2B_{12}u_\omega\hbar\omega}{\pi\Delta\omega}(N_1 - N_2); \quad (89)$$

$$\frac{dI}{dx} = -\frac{2B_{12}\hbar\omega}{\pi c\Delta\omega}(N_1 - N_2)I. \quad (90)$$

Запишем последнее уравнение в виде

$$\frac{dI}{dx} = -k_\omega I, \quad (91)$$

$$k_\omega = \frac{2B_{12}\hbar\omega}{\pi c\Delta\omega}(N_1 - N_2). \quad (92)$$

Данная величина определяет интенсивность поглощения вдоль оси x и называется коэффициентом поглощения. Видно, что усиление излучения при движении электромагнитной волны через среду возможно только при $k_\omega < 0$. В случае статистического равновесия населенности N_1 и N_2 связаны формулой Больцмана:

$$N_2 = N_1 e^{-\hbar\omega/kT}. \quad (93)$$

Для видимого света при температуре $T = 300$ К соотношение $h\nu/kT \sim 100$, т.е. $N_2/N_1 \ll 1$, $k_\omega > 0$. Чтобы получить

усиление света в среде, необходимо создать **инверсию** заселенностей: $N_2 > N_1$. Пусть каким-либо образом (мы вернемся к этому позже) нам удалось приготовить среду с инверсной заселенностью излучающего уровня, то есть коэффициент усиления среды отрицателен. В этом случае при распространении вдоль координаты x излучение будет усиливаться:

$$I = I_0 e^{-k_\omega x}. \quad (94)$$

Если излучение распространяется вдоль активной среды достаточно долго, может случиться так, что при отсутствии внешнего сигнала на выходе появится сигнал I . В этом случае процесс как бы развивается из фотона спонтанного излучения. Такой режим называется генерацией лазерного излучения. Если при этом генерация развивается за один проход через активную среду (без резонатора), то говорят, что лазер работает в режиме сверхсветимости.

Задача 1

Известно, что в импульсном газовом разряде может быть создан лазер на переходе второй положительной системы азота $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$, работающий в режиме сверхсветимости. Полагая, что критерием лазерной генерации может служить превосходство по мощности вынужденного излучения, накапливающегося при прохождении через среду, над спонтанным излучением, оценить необходимую длину активной зоны. $A_{v'v''} = 0.523$, концентрация возбужденных молекул азота $N_2^* = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $\tau_0 = 37 \text{ нс}$, $\lambda = 337 \text{ нм}$, $h = 6 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$, $N_2 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Решение

Интенсивность спонтанного излучения определится как ($A_{21} = A_{v'v''}/\tau_0$)

$$I_s = h\nu \frac{N_2^*}{\tau_0} A_{v'v''} = 3 \text{ эВ} \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot 0.5 / 37 \cdot 10^{-9} \text{ с} = 4 \cdot 10^{19} \text{ эВ} / (\text{с} \cdot \text{см}^3); \quad (95)$$

Интенсивность индуцированного излучения

$$I = I_0 e^{-kl}. \quad (96)$$

Пусть $I_0 = 1$ фотон в секунду в единицу объема:

$$I_0 = 3 \text{ эВ} / (\text{с} \cdot \text{см}^3); \quad (97)$$

тогда $I/I_0 = I_s/I_0 \approx 10^{19}$, откуда

$$-kl = 19. \quad (98)$$

Положим, что контур линии доплеровский с $\Delta\lambda \sim 10^{-4}$ нм. Соотношение между коэффициентами Эйнштейна известно:

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{21}, \quad k = \frac{2B_{12}\hbar\omega}{\pi c \Delta\omega} (N_1 - N_2). \quad (99)$$

Отсюда выразим k через известные величины:

$$k = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \cdot \frac{\Delta N}{8\pi^3 c} A_{21} \lambda^3. \quad (100)$$

Приняв, что $\Delta N \approx N_2^*$, получим

$$k = \frac{337}{10^{-4}} \cdot \frac{10^{12}}{8 \cdot 3.14^3 \cdot 3 \cdot 10^{10}} \cdot \frac{0.523}{37 \cdot 10^{-9}} (337 \cdot 10^{-7})^3, \quad (101)$$

$$k \approx 0.3. \quad (102)$$

Тогда

$$l \approx 19/0.3 \approx 60 \text{ см}, \quad (103)$$

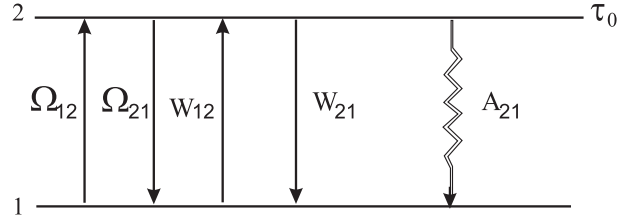


Рис. 4. Двухуровневая система. Ω_{12}, Ω_{21} — безызлучательные процессы накачки и дезактивации

то есть при длине активной среды 60 см уже можно получить генерацию азотного лазера в режиме сверхсветимости.

Как уже было сказано, для того чтобы получить усиление в активной среде ($k_\omega < 0$), необходимо создать инверсию заселенностей. Каким образом можно создать инверсию заселенностей? Вернемся к рассмотрению двухуровневой системы, но запишем более детальные кинетические уравнения. Пусть Ω_{12} и Ω_{21} — скорости накачки и дезактивации уровня 2 в безызлучательных процессах (рис. 4), τ_0 — время жизни уровня 2, соответствующее спонтанному излучению, W_{12} и W_{21} — соответствующие вероятности индуцированных переходов. Учитывая, что $N_1 + N_2 = N$, получим

$$\frac{dN_2}{dt} = \Omega_{12}N_1 - \Omega_{21}N_2 - 1/\tau_0 N_2 + W_{12}N_1 - W_{21}N_2; \quad (104)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \Omega_{12}(N - N_2) - \Omega_{21}N_2 - 1/\tau_0 N_2 + W_{12}(N - N_2) - W_{21}N_2; \quad (105)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = (\Omega_{12} + W_{12})N - (\Omega_{21} + \Omega_{12} + 1/\tau_0 + W_{12} + W_{21})N_2; \quad (106)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = A - bN_2; \quad (107)$$

$$A = (\Omega_{12} + W_{12})N; \quad b = (\Omega_{21} + \Omega_{12} + \frac{1}{\tau_0} + 2W_{12}). \quad (108)$$

Будем искать решение уравнения в виде

$$N_2 = C_1 e^{\lambda t} + C_2; \quad (109)$$

$$dN_2/dt = \lambda C_1 e^{\lambda t}; \quad (110)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = A - bN_2 = \lambda C_1 e^{\lambda t} = A - b(C_1 e^{\lambda t} + C_2). \quad (111)$$

Тогда получим

$$(\lambda C_1 + bC_1)e^{\lambda t} = A - bC_2, \quad (112)$$

откуда

$$\lambda = -b, \quad A = bC_2; \quad (113)$$

$$N_2 = C_1 e^{-bt} + \frac{A}{b}. \quad (114)$$

Проверка:

$$\frac{dN_2}{dt} = A - b(C_1 e^{-bt} + \frac{A}{b}) = -bC_1 e^{-bt}. \quad (115)$$

Коэффициент C_1 определим из начальных условий:

$$N_2 = N_2^0 = C_1 + \frac{A}{b}; \quad (116)$$

$$C_1 = N_2^0 - \frac{A}{b}. \quad (117)$$

Тогда окончательно

$$N_2 = (N_2^0 - \frac{A}{b})e^{-bt} + \frac{A}{b}. \quad (118)$$

В предположении, что $N_2 \ll N_1$,

$$N_2(t) = \frac{(\Omega_{12} + W_{12})N}{\Omega_{12} + \Omega_{21} + \frac{1}{\tau_0} + 2W_{12}} (1 - e^{-(\Omega_{12} + \Omega_{21} + \frac{1}{\tau_0} + 2W_{12})t}). \quad (119)$$

Проанализируем данную зависимость. При $t \rightarrow \infty$, что соответствует стационарному режиму, получим

$$N_2(\infty) = \frac{(\Omega_{12} + W_{12})N}{\Omega_{12} + \Omega_{21} + \frac{1}{\tau_0} + 2W_{12}}. \quad (120)$$

В случае, когда мощность лазерной накачки велика и индуцированные переходы являются основными, получим как предельный случай

$$N_2 \rightarrow N/2, \quad (121)$$

то есть инверсия в двухуровневой системе невозможна в силу наличия прямых и обратных переходов. Реальные лазерные схемы, как правило, представляют из себя трех-четырехуровневые системы (рис. 5) с эффективным опустошением уровня, на который происходит переход с излучением.

Рассмотрим трехуровневую схему. Условие $\tau_{32} \ll \tau_{31}$ означает, что спонтанные переходы идут в основном в состояние 2, при этом состояние 1 опустошается при дополнительном условии: $\tau_{32} \ll \tau_{21}$ (вероятность спонтанных переходов вниз с уровня 2 мала). Если мощность накачки достаточно велика, в результате подобного накопления число атомов в состоянии 2 может стать больше числа атомов в состоянии 1, то есть возникнет инверсия заселенностей. Аналогичным образом можно рассмотреть четырехуровневую схему: быстрый уход атомов с уровня 4 на уровень 3 ($\tau_{43} \ll \tau_{32}$) ведет к их накоплению на уровне 2, а условие $\tau_{32} \ll \tau_{21}$ опустошает нижележащий уровень 2, создавая инверсию между уровнями 2 и 3.

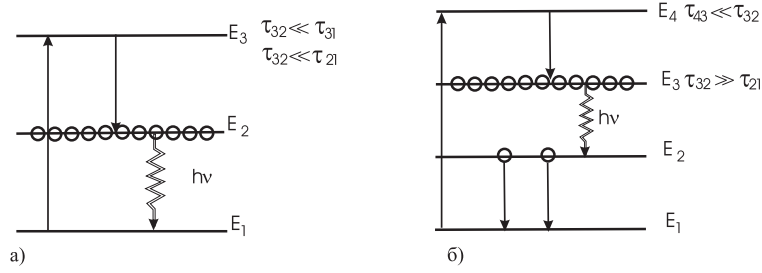


Рис. 5. Трехуровневая (а) и четырехуровневая (б) лазерная система

3.2. Пороговая инверсная заселенность

Вернемся к представлению оптического генератора в виде системы “Активная среда + резонатор длины L + накачка внешним источником” (рис. 6). Пусть создано состояние с отрицательной температурой. Тогда $k_\omega < 0$, $N_2 > N_1$. Обозначим $\alpha_\omega = -k_\omega$:

$$I(x) = I_0 e^{\alpha_\omega x} = I_0 e^{2L\alpha_\omega}. \quad (122)$$

Пусть q – доля энергии, которая теряется на зеркалах за цикл. Тогда отражается часть излучения $r = 1 - q - t$ ($0 \leq r \leq 1$); если после отражения интенсивность стала больше исходной, это означает, что в системе происходит генерация электромагнитных волн:

$$(rI_0 e^{2L\alpha_\omega} > I_0) \iff r e^{2L\alpha_\omega} > 1. \quad (123)$$

Пусть $\gamma = -\ln r$; $\gamma \geq 0$ (т.к. $r \leq 1$) Тогда $r = e^{-\gamma}$; условие генерации в среде

$$\left. \begin{aligned} (e^{2\alpha_\omega L - \gamma} > 1) &\implies 2\alpha_\omega L > \gamma \\ \alpha_\omega = \frac{2B_{12}}{\pi c \Delta\omega} \hbar\omega (N_2 - N_1); \end{aligned} \right\} \implies N_2 - N_1 > \frac{\pi\gamma c \Delta\omega}{4LB_{12}\hbar\omega}. \quad (124)$$

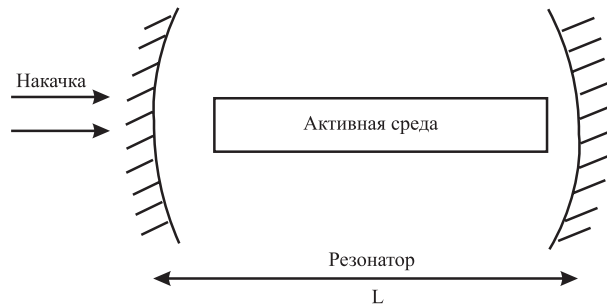


Рис. 6. Схематическое представление лазера

Это выражение определяет число активных атомов, необходимых для работы лазера.

3.3. Модовый состав излучения

В случае, если в качестве резонатора используется 2 плоскопараллельных зеркала, электромагнитное поле в нем будет представлять совокупность плоских волн (мод), удовлетворяющих условию

$$2L = n\lambda, \lambda = 1, 2, 3... \quad (125)$$

Это так называемые продольные моды оптического резонатора. Что такое поперечные моды? При бесконечной протяженности зеркал амплитуда поля в любом поперечном сечении резонатора сохраняется постоянной. Векторы \vec{E} и \vec{H} световой волны нормальны к направлению продольной оси резонатора. Такую волну называют волной типа ТЕМ (transversal electromagnetic wave). Если рассматривать задачу распределения электромагнитного поля в поперечном сечении резонатора, можно показать, что стоячая волна в резонаторе характеризуется тремя числами m , n и q : $ТЕМ_{mnq}$, где m – количество переходов поля через 0 по x (количество раз изменения знака

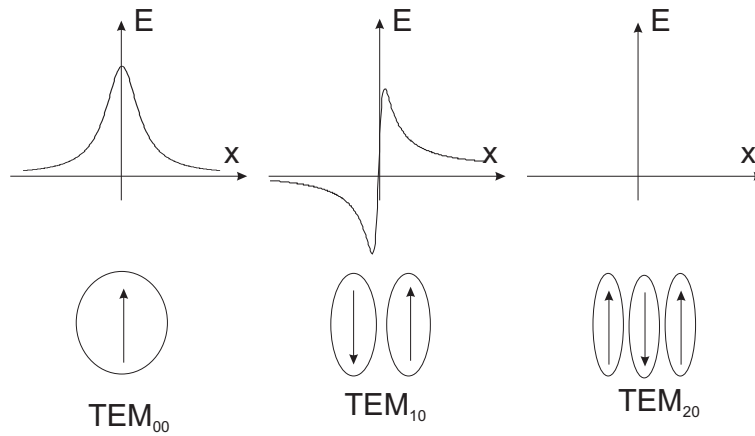


Рис. 7. Пример поперечных мод резонатора

поля); n – количество переходов через 0 по y ; q – количество полуволн в направлении резонатора.

Каждой из поперечных мод соответствует свое семейство продольных. Как определить количество продольных мод? Пусть в системе есть определенный уровень потерь. Если усиление меньше потерь, генерации нет (рис. 8). При превышении усиления над потерями количество продольных мод определяется соотношением ширины линии генерации и межмодового расстояния.

Задача 2

Определить межмодовое расстояние для $\lambda = 500$ нм при длине резонатора $L = 100$ см.

Решение

$$(2L = n\lambda_1) \Rightarrow n = \frac{2L}{\lambda_1}; \quad (126)$$

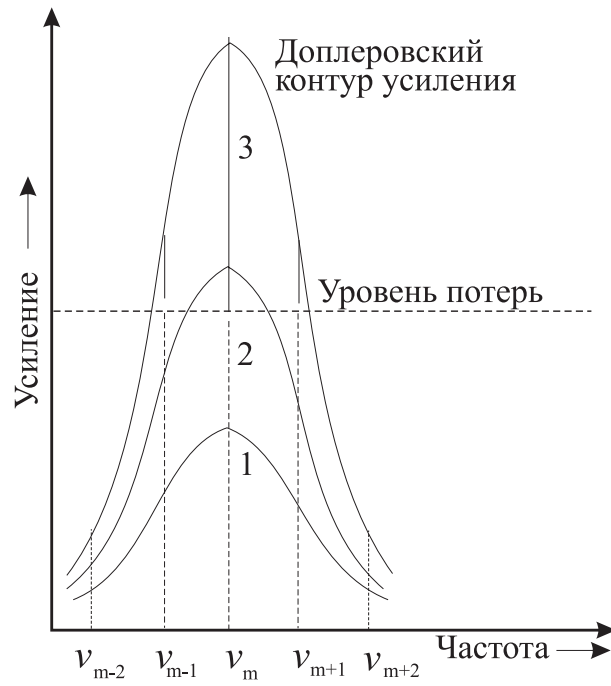


Рис. 8. Схема превышения усиления над потерями. 1 – генерации нет, 2 – одномодовая, 3 – многомодовая генерация

$$2L = (n + 1)\lambda_2; \quad (127)$$

$$2L = \left(\frac{2l + \lambda_1}{\lambda_1} \right) \lambda_2; \quad (128)$$

$$2L\lambda_1 = 2L\lambda_2 + \lambda_1\lambda_2; \quad (129)$$

$$2L(\lambda_1 - \lambda_2) = \lambda_1\lambda_2; \quad (130)$$

$$2L\Delta\lambda = \lambda^2; \quad (131)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L} = 500 \frac{500 \cdot 10^{-9}}{2} = 500 \frac{5 \cdot 10^{-7}}{2} = 500 \cdot 2,5 \cdot 10^{-7}; \quad (132)$$

$$\Delta\lambda = 12,5 \cdot 10^{-5} \text{ нм} = 1,25 \cdot 10^{-4} \text{ нм}. \quad (133)$$

Задача 3

При какой наибольшей длине резонатора He–Ne лазер с шириной линии генерации $\Delta\nu = 1$ ГГц еще будет работать в одномодовом режиме?

Решение

$$2L = n\lambda_1; \quad (134)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}. \quad (135)$$

Лазер будет работать в одномодовом режиме, если межмодовое расстояние $\Delta\lambda$ совпадает с шириной линии генерации $\Delta\nu$:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\lambda}{2L}; \quad (136)$$

$$L = \frac{\lambda}{2(\Delta\nu/\nu)} = \frac{c}{2\Delta\nu} = \frac{3 \cdot 10^8}{2 \cdot 10^9}; \quad (137)$$

$$L = 0,15 \text{ м} = 15 \text{ см}. \quad (138)$$

3.4. Лазер с модулированной добротностью

В режиме работы, когда в резонаторе лазера находится только активный элемент, излучение происходит в так называемом режиме свободной генерации. Свободное излучение лазера представляет собой, как правило, последовательность относительно коротких световых импульсов, беспорядочно флуктуирующих во времени. Их длительность составляет около сотен мкс, что неплохо для стационарного режима, но совершенно не подходит для сколько-нибудь времяразрешенных измерений.

Принцип действия лазера с модулированной добротностью основан на сокращении времени излучения благодаря накоплению активных центров на метастабильном уровне. Добротность резонатора Q определяется отношением энергии электромагнитного поля, накопленной в резонаторе, к энергии, теряемой за один период излучения:

$$Q = 2\pi \frac{\text{энергия, накопленная в резонаторе}}{\text{энергия, теряемая за период}}. \quad (139)$$

Иное определение добротности –

$$Q = 2\pi \frac{\text{резонансная частота}}{\text{спектральная ширина резонанса на полувысоте}}. \quad (140)$$

Или же:

$$Q = \omega \frac{\text{энергия, запасенная в резонаторе}}{\text{энергия, теряемая в секунду}}. \quad (141)$$

Конечное выражение для добротности лазерного резонатора:

$$Q = \frac{2\pi d}{\lambda} \frac{1}{1 - R}, \quad (142)$$

где коэффициент потерь при отражении $\alpha = 1 - R$, R – коэффициент отражения.

Задача 4

Определить добротность He-Ne лазера, излучающего на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм ($\gamma = 4,7 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$) при длине резонатора $L = 1$ м и коэффициенте отражения $R = 99\%$.

Решение

Пусть в резонаторе запасена энергия U .

Будем искать добротность резонатора, исходя из выражения

$$Q = \omega \frac{\text{энергия, запасенная в резонаторе}}{\text{энергия, теряемая в секунду}}. \quad (143)$$

Тогда энергия, теряемая в секунду, определится как энергия, теряемая за одно отражение, деленная на время однократного прохождения резонатора:

$$P_{\text{пот}}(1 \text{ с}) = U(1 - R) \cdot \frac{c}{d}. \quad (144)$$

Окончательно

$$Q = 2\pi\nu \frac{Ud}{U(1 - R)c} = \frac{d}{\lambda(1 - R)} = \frac{2\pi}{0,63 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-2}} \approx 10^9 \quad (145)$$

Рассмотрим лазер с модулированной добротностью. Пусть под действием импульса накачки в активном элементе возрастает инверсная заселенность $N(t) = N_2(t) - N_1(t)$. В какой-то момент времени мы сумели скачком изменить добротность резонатора. Как следствие, меняется пороговая инверсная заселенность $N_{\text{пор}}$, при которой может возникнуть генерация (рис. 9, окрестность точки А). В момент А, когда пороговое значение плотности инверсной заселенности сравняется с плотностью инверсной заселенности $N(t)$, начнется процесс генерации. Медленное линейное развитие генерации будет сопровождаться нарастанием вынужденного излучения. Затем в течение короткого промежутка времени $N(t)$ снижается до N_{min}

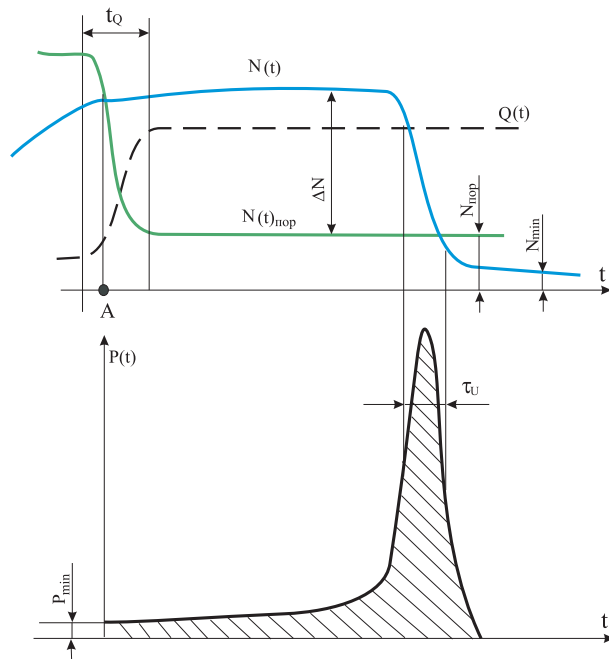


Рис. 9. Схема формирования гигантского импульса

$(N_{\min}/ < N_{\text{пор}})$. Практически вся энергия, сосредоточенная в гигантском импульсе высвечивается на данном этапе.

Задача 5

Оценить время гигантского импульса как время жизни фотона в резонаторе с добротностью $Q = 10^8$ на длине волны $\lambda = 500$ нм

Решение

Пусть за один проход теряется α [см⁻¹] излучения:

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I. \quad (146)$$

Плотность энергии в резонаторе запишем как $\rho = I/c$, и учтем, что $dz = cdt$. Тогда

$$\frac{d\rho}{dt} = -\alpha c\rho; \quad (147)$$

$$\rho = \rho_0 \exp(\alpha ct) = \rho_0 \exp\left(-\frac{t}{t_{\text{эф}}}\right), \quad (148)$$

где $\tau_{\text{эф}} = 1/(\alpha c)$ -время жизни фотона в резонаторе.
Далее,

$$Q = 2\pi \frac{\rho_0}{\rho_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau_{\text{эф}}}\right)\right)}; \quad (149)$$

$$Q \approx 2\pi \frac{\tau_{\text{эф}}}{T} = \omega \tau_{\text{эф}}, \quad (150)$$

откуда $\tau_{\text{эф}} \approx \omega^{-1}Q \approx 10^{-15}10^8 \approx 10^{-7}$ с.

Методы получения модулированной добротности можно разделить на активные и пассивные. К активным относят оптико-механическую модуляцию (скорость вращения затвора может достигать 20–30 тыс. об/мин). В качестве пассивных методов модуляции добротности используют, к примеру, модуляцию с помощью электрооптических затворов (ячеек Погкельса), основанных на изменении показателя преломления света в кристаллах под воздействием электрического поля. Типичная скорость изменения добротности резонатора в этом случае может достигать 1 нс.

3.5. Синхронизация мод

Синхронизация фаз продольных мод лазера позволяет получать импульсы с $\tau = 10^{-10} \div 10^{-12}$ с и мощностью до 10^{12} Вт.

Большинство реальных лазеров работают в многомодовом режиме. Их спектр представляет собой эквивалентную последовательность собственных продольных мод резонатора $\Delta\nu = c/2L$. Суммарное поле генерации

$$E(t) = \frac{1}{2} \sum_{q=0}^N E_q \exp - i[(\omega + q\Delta\omega)t + \varphi_q] + \text{компл. сопр.} \quad (151)$$

Здесь E_q , φ_q — амплитуда и фаза собственной моды с индексом q ; $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ — расстояние между соседними модами. Если все φ_q — хаотические, то $I(t)$ — случайный процесс с хаотическими выбросами. Пусть $\varphi_i = 0$ для всех i . Просуммируем (151) от 0 до N :

$$E(t) = \frac{1}{2} E_0 \left(e^{-i\omega t} \frac{e^{-i(N+1)\Delta\omega t}}{e^{-i\Delta\omega t} - 1} + \text{компл. сопр.} \right), \quad (152)$$

$$E(t) = E_0 \frac{\sin \left[(N+1) \frac{\Delta\omega t}{2} \right]}{\sin \left[\frac{\Delta\omega t}{2} \right]} \cos \left[\left(\omega + N \frac{\Delta\omega}{2} \right) t \right]. \quad (153)$$

Тогда излучение опишется зависимостью

$$I = I_0 \frac{\sin^2 \left[(N+1) \frac{\Delta\omega t}{2} \right]}{\sin^2 \left[\frac{\Delta\omega t}{2} \right]}. \quad (154)$$

Мы получим узкие пики длительностью

$$\tau_p = \frac{2\pi}{(N+1)\Delta\omega}, \quad (155)$$

следующие друг за другом с периодом

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\omega}. \quad (156)$$

Задача 6

Пусть удалось совместить 100 продольных мод непрерывного лазера с длиной резонатора 1 м. Оценить период генерации и длительность полученных импульсов.

Решение

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{2\pi}{2\pi\Delta\nu} = \frac{2L}{c} = \frac{2 \cdot 1}{3 \cdot 10^8} = 0.6 \cdot 10^{-8} = 6 \text{ нс}; \quad (157)$$

$$\tau_p = \frac{2\pi}{(N+1)\Delta\omega} = \frac{T}{N+1} \approx 6 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{-2} = 60 \cdot 10^{-12} = 60 \text{ пс}. \quad (158)$$

На практике синхронизацию мод лазера осуществляют либо с помощью внешнего сигнала, управляющего свойствами резонатора (активная синхронизация), либо с помощью нелинейной оптической среды, изменяющей свойства под действием поля излучения (пассивная синхронизация).

В заключение приведем таблицу, частично взятую из монографии [2], в которой представлены различные типы лазеров и их основные характеристики – рабочий атом (молекула, ион), матрица, длина волны и типичная выходная мощность в непрерывном и импульсном режиме.

Тип	Лазер	Раб. А, М, Г	Матрица	λ	Вых. мощность	
					Непрер.	Импульсные
Твердо- ельные	Рубиновый YAG-Nd Стекло – Nd	Cr ³⁺ Nd ³⁺ Nd ³⁺	Al ₂ O ₃ Y ₃ Al ₅ O ₁₂ Стекло	694,3 нм 1,064 мкм 1,064 мкм	1 Вт	10 ² Вт – 1ГВт
					1 – 1000 Вт	10 МВт
					–	100 Вт – 1 ГВт
Жидкост- ные	На красителях	Органические красители	Растворитель	310 нм – 1,2 мкм	0,1 Вт	10 кВт
Газовые	He-Ne	Ne	He	632,8 нм	0,5 – 50 мВт	–
				1,152 мкм 3,391 мкм	10 – 100 мВт	–
	He-Cd	Cd ⁺	He	325 нм	5 – 50 мВт	–
				441,6 нм	–	–
				514,5 нм	1 – 300 Вт	–
				10,6 нм	1 – 1000 Вт	–
Экимер- ные	XeF KrF ArF	XeF KrF ArF	–	–	–	
			337,1 нм	–	10 ⁶ Вт (10 нс)	
Полупро- водниковые	GaAs	GaAs	–	850 – 910 нм	0,01 Вт	10 кВт

Рекомендуемая литература

1. *Гольдин Л.Л.* Лабораторные занятия по физике. Учебное пособие. — М.: Наука. Физматлит.
2. *Лебедева В.В.* Экспериментальная оптика. — М.: Изд-во МГУ, 1999.
3. *Карлов Н.В.* Лекции по квантовой электронике. — М.: Наука, 1988.
4. *Мэйтленд А., Данн М.* Введение в физику лазеров. — М.: Наука, 1978.
5. *Крылов К.И., Прокопенко В.Т., Тарлыков В.А.* Основы лазерной техники. — Ленинград.: Машиностроение, 1990.
6. *Коротеев Н.И., Шумай И.Л.* Физика мощного лазерного излучения. — М.: Наука, 1991.

4. Контрольные вопросы к теме

1. Область ультрафиолетового, видимого и инфракрасного излучения составляет (выберите любой верный ответ): а) 1 нм — 25 мкм; б) 10^{13} — 10^{17} Гц; в) 400 нм — 0.1 мкм; г) 200 нм — 750 нм; д) 10^{17} — 10^{20} Гц; е) 10^{11} — 10^{14} Гц.
2. Перечислите известные Вам типы уширения спектральных линий.
3. Типичная величина естественного уширения линий в видимом диапазоне спектра составляет: а) 1 нм; б) 1 мкм; в) 1 см; г) 10^{-2} нм; д) 10^{-5} нм; е) 1 Å.
4. Минимальное число штрихов дифракционной решетки, необходимое для разрешения дублета Na (длины волн 589.0 нм и 589.6 нм), составляет: а) 10 штрихов; б) 1000; в) 600; г) 2000; д) 50; е) 1200.
5. Что такое когерентность?
6. В He–Ne — лазере пластинки, закрывающие с торцов рабочую кювету с газовой смесью, устанавливают под углом Брюстера. Зачем?
7. Соотнесите диапазоны длин волн с типами переходов в молекулах (вращательно-вращательные переходы; колебательно-колебательные переходы; переходы с изменением электронного состояния атома или молекулы; ионизация; диссоциация): а) 400 нм — 750 нм; б) 100 нм — 400 нм; в) 2.5 мкм — 25 мкм; г) 25 мкм — 1 мм.
8. Так называемый бакдиапазон, в котором происходит наиболее эффективное уничтожение микроорганизмов оптическим излучением, занимает область

200 – 300 нм. Какой источник излучения выбрали бы Вы для обеззараживания воздуха в помещении: а) эксимерный лазер; б) лампу накаливания с высокой температурой; в) газоразрядную лампу; г) источник на основе синхротронного излучения?

9. Для каких длин волн — ИК или УФ — дифракционная решетка должна быть с большей плотностью штрихов и почему?
10. Что такое моды лазерного излучения?
11. Чем определяется число мод?
12. Возможно ли наполнение вакуумного монохроматора гелием, если нижний возбужденный уровень атома He соответствует 18 эВ? Почему?
13. Возможен ли лазер без оптического резонатора?