САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ
ОПТИКА

Часть 1

Учебное пособие к оптическим работам II физической лаборатории
Для студентов III-го курса

Санкт-Петербург 2006

Рецензенты: *канд. ф-м. наук А.Г. Рысь*, (*главы 1, 2*)
канд. ф-м. наук А.А. Пастор. (*глава 3*)
Печатается по решению методической комиссии физического факультета.
Рекомендовано ученым советом ФУНЦ.

Физический практикум, оптика. Часть 1 - СПб., 2006

Основы оптических измерений

Это – первый сборник в новой серии пособий к оптическим работам II физической лаборатории.

Пособия не рассчитаны на профессиональную подготовку специалистов по оптическому приборостроению и атомной спектроскопии, но содержат ссылки на литературу, по которой можно более полно ознакомиться с затронутыми вопросами. Пособия ориентированы на будущих физиков, осваивающих аппаратуру и методы экспериментальных исследований.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ОСНОВЫ ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ **6**
А.А.Загрубский, Н.М.Цыганенко, А.П.Чернова

2. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ **119**
А.А.Загрубский, Н.М.Цыганенко, А.П.Чернова

3. АТОМНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ **174**
А.А.Загрубский, А.Г.Рысь, Н.М.Цыганенко, А.П.Чернова

ВВЕДЕНИЕ

Эти пособия – первые в обновляемой серии пособий к оптическим работам II физической лаборатории.

Здесь представлен материал, полезный для практического закрепления общих курсов в учебных лабораторных работах. Авторы ориентировались при этом на программу занятий студентов 3-го курса физического факультета Санкт-Петербургского госуниверситета в оптическом отделе II-й физической лаборатории. В основном, сюда включен материал, который им уже знаком, отчасти – материал, входящий в программу 3-го курса.

Все изложение авторы стараются подчинить некоторым требованиям, которые можно свести к трем постулатам:

1. Основной целью лабораторных работ на 3-м курсе должно быть не приобретение элементарных технических навыков работы с управляющими или измерительными приборами (это важно, но не первостепенно), а освоение основ экспериментальной физики. Под этим мы понимаем науку (или искусство) построения эксперимента таким образом, чтобы по каким-либо легко наблюдаемым простейшим внешним *макропроцессам* (отклонение стрелки вольтметра, пространственное смещение пучка света и т.д.) в системе, состоящей из исследовательского прибора и объекта исследований, можно было делать достаточно обоснованные заключения о природе явления, о характере *микропроцессов* в объекте и о величинах параметров, характеризующих эти процессы.

2. Практическое исследование физических явлений и свойств вещества должно помочь усвоению и закреплению теоретического материала, преподаваемого в общих курсах. Готовясь к лабораторной работе, студент должен еще раз (или много раз) осмыслить какой-то из уже известных ему разделов физики, довести свои знания до состояния свободного владения материалом, необходимого для практической их применимости.

3. В том, что касается техники эксперимента и свойств экспериментальных приборов, бессмысленно делать акцент на изучении конкретных устройств. Важны принципы построения прибора, сама возможность управления и контроля за самыми элементарными процессами в природе. Например, сдвиг атомного терма в магнитном поле. Важно почувствовать, что все наблюдаемо и измеримо, если уметь пользоваться физическими законами.

Описания собственно лабораторных работ и порядка их проведения, описания приборов и изложения физики явлений даются раздельно. При подготовке к выполнению работы иногда достаточно будет ознакомиться с ее описанием, в котором указано также, какой теоретический материал необходимо знать и с какими приборами придется иметь дело. Если понадобится, всю необходимую информацию можно будет почерпнуть в соответствующих пособиях.

Работы описаны по возможности подробно.

Описания приборов и принципов их построения включают, в основном, справочный материал. В некоторых случаях приводятся выводы формул. Чаще – ссылки на литературу, в которой их можно найти. Больше внимания здесь уделяется рассмотрению чисто технических *способов использования* в описываемых устройствах известных законов природы. Мы исходили из того, что наши выпускники должны стать не профессионалами–разработчиками аппаратуры, а профессионалами–потребителями ее, т.е. хорошо знать, в каком случае чего можно ожидать от прибора. Эксперимент должен быть избавлен от так называемых "приборных эффектов", когда экспериментатор уверен, что наблюдал новый эффект, а на самом деле просто где-то рядом с прибором магнит лежал, или форточку не вовремя открыли и создали градиент температуры. Много что может привести к тому, что полученные результаты не имеют ни какого отношения к предмету исследования. Нужно хорошо разбираться в принципах работы и деталях устройства приборов. А на стадии обучения разбираться в принципах построения приборов полезно еще и потому, что это – хороший пример практического использования пока что абстрактных физических законов.

Изложение физики явлений тоже никак не претендует на полноту. Здесь преследуется задача краткого (но точного в рамках оговоренных предположений и ограничений) повторения материала, даваемого в общих курсах и необходимого для понимания сути выполняемых работ. Эти пособия надо рассматривать скорее как конспект, в котором указан ход рассуждений, приводящих к объяснению рассматриваемых явлений, и приведены наиболее существенные промежуточные результаты. Как и в описаниях приборов, тоже иногда даны выводы формул, но чаще – ссылки на литературу.

1. ОСНОВЫ ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

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

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ **8**

1.1 ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ **11**

1.2 ДИФРАКЦИЯ НА ЩЕЛИ **19**

1.2.1 Дифракционный предел разрешения *20*

1.2.2 Критерий Релея *21*

1.2.3 Оптимальная (нормальная) ширина щели *22*

1.2.4 Дифракция на входной щели прибора *23*

1.3 АБЕРРАЦИИ ЭЛЕМЕНТОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ **24**

1.3.1 Сферическая аберрация и продольная дефокусировка *26*

1.3.2 Кома *27*

1.3.3 Астигматизм и кривизна поля *27*

1.3.4 Дисторсия *28*

1.4 ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ **29**

1.4.1 Дисперсия света в оптических материалах *29*

1.4.1.1 Спектр одиночного осциллятора *33*

1.4.1.2 Дисперсионные соотношения Крамерса-Кронига *36*

1.4.1.3 Спектральная дисперсия изотропных материалов *38*

1.4.2 Оптически анизотропные материалы *40*

1.4.3 Оптические материалы, применяемые в практике спектроскопии *44*

1.5 ФОТОМЕТРИЯ **47**

1.5.1 Энергетические единицы в системе СИ *49*

1.5.2 Световые единицы *50*

1.5.3 Внесистемные единицы *50*

1.5.4 Основные типы приемников излучения *54*

1.6 ТЕПЛОВЫЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ 59
1.6.1 Основные параметры тепловых приемников 59
1.6.2 Элементы теории тепловых приемников 60
1.6.3 Термоэлементы 61
1.6.4 Болометр 63
1.7 ФОТОЭЛЕКТРОННЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ 68
1.7.1 Устройство и основные узлы фотоэлектронного умножителя 68
1.7.1.1 Фотокатод 69
1.7.1.2 Катодная камера 69
1.7.1.3 Динодная система 70
1.7.1.4 Анодный блок 73
1.7.2 Принцип работы и режимы использования ФЭУ 74
1.7.2.1 Форма сигнала на выходе ФЭУ 75
1.7.2.2 Режим счета одноэлектронных импульсов 78
1.7.2.3 Режим постоянного тока 79
1.7.2.4 Режим счета многоэлектронных импульсов 80
1.7.2.5 Питание ФЭУ 81
1.7.3 Характеристики ФЭУ 82
1.7.3.1 Спектральная характеристика 82
1.7.3.2 Анодная чувствительность и коэффициент усиления 86
1.7.3.3 Темновой ток, шум, пороговая чувствительность, обнаружительная способность 86
1.7.3.4 Открытые электронные умножители (ВЭУ) и микроканальные умножительные пластины (МКП) 91
1.7.4 Эмиссия электронов из твердых тел 95
1.7.4.1 Термоэлектронная эмиссия. 95
1.7.4.2 Фотоэлектронная эмиссия 96
1.7.4.3 Вторичноэлектронная эмиссия (ВЭЭ) 102
1.7.4.4 Автоэлектронная эмиссия 104
1.7.5 Лабораторная работа "Исследование фотоэлектронного умножителя" 105
1.7.5.1 Задание 105
1.7.5.2 Экспериментальная установка 109
1.7.5.3 Параметры установки 110
1.7.5.4 Оптическая пирометрия 114
1.7.5.5 Законы теплового излучения 114
ЛИТЕРАТУРА 118

ВВЕДЕНИЕ

Прежде всего нужно определиться в том, что именно и почему мы будем называть *оптическим излучением*. И что – *светом*.

Вообще-то, *светом* правильно называть только видимое излучение, от которого нам *светло*. И на заре оптических исследований возможность визуальной регистрации излучения была действительно принципиальна. Сейчас же техника регистрации так развилась, что видность излучения с $\lambda = 400…750$ нм не дает почти ни каких преимуществ этой области. Так что и мы не будем здесь особо пунктуальны и не будем считать, что очень удобное и привычное слово *свет* может быть отнесено только к этой узкой области спектра.

На шкале электромагнитных волн принято выделять области ядерного (γ-), рентгеновского[1], ультрафиолетового (УФ-), видимого, инфракрасного (ИК-) и радиоизлучения. История возникновения такого деления Вам известна. Но одно дело – история, другое – физический смысл, заставляющий выделять какую-либо область как особую. В основном, здесь могут быть существенны два критерия – природа генерации и (или) поглощения излучения, либо – особенности и принцип действия технических устройств, преимущественно используемых для работы с ним.

К *оптическому* мы будем относить только излучение в области УФ-, видимого и ИК-диапазонов. Генерация и поглощение в этой области возникает при изменении состояния *валентных* электронов и *колебательных* или *вращательных* возбуждений в атомных ансамблях – молекулах и твердых телах. Эти процессы и будут являться для нас основным предметом рассмотрения.

Коротковолновый край оптической области – *рентгеновское* излучение. В понятии *рентгеновского* излучения или *рентгеновской* области спектра заложено предположение о том, что оно связано с возбуждением *остовных*[2], *внутренних* электронов атомов. Но какого-

[1] В иностранной литературе эту область по-прежнему называют так же, как назвал ее сам Рентген, Х-лучами.

[2] Их энергии связи с собственными ядрами значительно превышают энергии межатомной, химической связи, обычно лежащей в перелах до 10 эВ. Характеристичные рентгеновские спектры отдельных атомов и составленных из них твердых тел почти совпадают, так что исследования в этой области позволяют определить элементный состав неизвестного вещества.

либо универсального определения того, какие именно электронные состояния нужно отнести к *остовным*, а какие – к *валентным*, дать невозможно. Тем более, невозможно провести четкую энергетическую границу между ними. Поэтому и границу между рентгеновским и УФ-излучением можно провести лишь условно, где-то в области 25÷100 эВ (длина волны $\lambda \approx 12 \div 50$ нм). Обычно считают к тому же, что если источник излучения газоразрядный, то это – УФ-излучение.

Длинноволновую границу оптической области еще труднее определить и обосновать. При $h\nu \le 0{,}5$ эВ ($\lambda > 2{,}5$ мкм) начинается область частот собственных колебаний атомных ионных остовов. Чем тяжелее ион и чем слабее его связь с соседними атомами, тем меньше частота и энергия колебательных квантов. Частоты колебаний атомов в молекулах и кристаллах могут быть сколь угодно малы, практически – до нуля. Энергии электронных переходов снизу тоже не ограничены, так что длинноволновый край "оптической" области можно определить только основываясь на традиционных представлениях или, что лучше, на типах экспериментальных устройств, применяемых для генерации или регистрации излучения. Можно считать, что она простирается до ~1 мм ($\sim 10^{-3}$ эВ), далее – радиоволны, с радиоэлектронными методами их генерации и регистрации, использующими законы движения свободных электронов.

Всю *оптическую* область $50 \ldots 10^{-3}$ эВ (от 25 нм до 1 мм) иногда все-же условно делят на "электронную" и "колебательную", с границей у ~0,5 эВ. Условность заключается не только в том, что при малых энергиях возможны и электронные переходы, но и в том, что при больших энергиях могут наблюдаться обертоны колебательных возмущений.

Более четко можно провести *технически обоснованное* разделение оптической области на "вакуумную ультрафиолетовую" (ВУФ, $\lambda \le 190$ нм, ~6,5 эВ), "ближнюю ультрафиолетовую" (УФ, $190 \le \lambda \le 400$ нм, 3 эВ), видимую ($400 \le \lambda \le 800$ нм, 1,5 эВ), инфракрасную (ИК, $\lambda \ge 800$ нм). Здесь границы довольно четки, так как они естественны: поглощение кислорода, начинающееся при ~190 нм (*полосы Шумана–Рунге*), ограничивает область пропускания воздуха. Понятие видимой области дано нам природой, к тому же граница у 700 – 800 нм – не только граница видимого спектра, но и (тоже приблизительно) граница области чувствительности большинства фотокатодов ФЭУ. В ИК-области техника регистрации излучения очень специфична.

В описании принципов работы спектральных приборов мы ограничимся, в основном, рассмотрением "УФ-видимой" области, так что интересующий нас диапазон составит $\lambda = 190…800$ нм. Освоив работу в этом узком, но наиболее удобном и легко доступном диапазоне, Вы легко освоите в дальнейшем и более широкую область.

1.1 ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Здесь приведены основные термины, из числа используемых в описаниях оптических приборов, которые Вам потребуется знать для чтения предлагаемых описаний и обсуждения работ в лаборатории. Для простоты поиска они приведены в алфавитном порядке.

АБЕРРАЦИЯ – искажение изображения в оптической системе. *Aberration* – "заблуждение", или техническое значение – "отклонение от нормы, стандарта". Нормальным можно считать только четкое, недеформированное изображение объекта. Реальное изображение всегда искажено. Во-первых, каждая точка объекта изображается пятном конечных размеров, иногда симметричным, иногда несимметричным, чем-то вроде кометы с хвостом или запятой, комы. Во-вторых, координаты точек объекта и изображения связаны нелинейно. Эта нелинейность также может быть симметричной относительно центра изображения (зависеть только от расстояния до центра), либо несимметричной. Подробнее об аберрациях см. в разделе 1.3.

АВТОКОЛЛИМАЦИЯ – способ построения оптических схем, при котором сформированный *КОЛЛИМАТОРОМ* пучок света в диспергирующем элементе (дифракционная решетка, призма) изменяет направление на ~180^{o} и возвращается в тот же коллиматор. Этот термин используется не только в спектральных приборах (СП), но и во всех случаях, когда падающий и регистрируемый пучки проходят через один и тот же коллиматор. *Автоколлимационные трубы* применяют для контроля качества или юстировки оптических поверхностей. В них может быть также установлен *автоколлимационный окуляр,* позволяющий спроецировать в поле зрения объектива реперные риски и сформировать зондирующий луч (в виде светящегося крестика).

В *автоколлимационных схемах спектральных приборов* не всегда используются параллельные пучки и не всегда входной и выходной лучи совпадают в пространстве столь точно, как в *автоколлимационной трубе*, но проекции пучков на *меридиональную плоскость* обычно полностью или почти полностью совпадают (как в схеме Игля, в которой оптические щели расположены одна над другой, т.е. разнесены в сагиттальном направлении). Для построения *автоколлимационных* призменных СП нужны специальные конструкции призм, которые также называют *автоколлимационными*.

Вы будете работать с *автоколлимационной трубой* гониометра в установках для определения постоянной Ридберга по спектру водорода и для исследования свойств дифракционной решетки.

Апертура СП. *Aperture* – отверстие, проем, так что *апертурная диафрагма – диафрагма, ограничивающая световой поток входящего или выходящего излучения*. Для уменьшения интенсивности рассеянного света диафрагмы устанавливаются и до и после коллиматоров, на диспергирующем элементе… Обычно в оптической схеме их несколько, но ограничивает пучок какая-то одна из диафрагм и ее линейный размер надо считать апертурой прибора. Величина линейной апертуры *в меридиональной плоскости* существенна при определении *дифракционного предела разрешения.*

Отношение *ЛИНЕЙНОЙ АПЕРТУРЫ* к фокусному расстоянию коллиматора, или, точнее, меридиональный угол расхождения лучей, заполняющих апертурную диафрагму – ***УГЛОВАЯ АПЕРТУРА***, соответственно входная или выходная. Она определяет требования к оптическим системам на входе и выходе прибора. В оптимальном случае *выходная* апертура осветителя должна быть равна *входной* апертуре СП, иначе мы либо не полностью используем светосилу и разрешающую способность прибора, либо введем в него много лишнего света, который будет рассеян на диафрагмах или стенках и даст на выходе "белый" фон.

Аппаратная функция СП **(АФ)** или ***инструментальный контур*** – форма полосы пропускания монохроматора либо контур монохроматического изображения входной щели на выходной фокальной поверхности СП.

Главное сечение. Для призмы это плоскость, проведенная через середину рабочей части призмы перпендикулярно преломляющим граням. Для решетки – плоскость, проведенная через центр решетки перпендикулярно ее поверхности и штрихам. Для спектрального прибора – плоскость его симметрии.

Диспергирующий элемент – элемент СП, на котором происходит пространственное разделение монохроматических пучков света. В рассматриваемых СП – призма или дифракционная решетка.

Дисперсия. Этот термин применяется в двух различных смыслах: либо как *свойство среды*, либо как параметр оптической схемы СП. В первом случае имеется в виду *спектральная дисперсия – частотная зависимость фазовой скорости света в среде*. Во втором – величина, характеризующая разделение в пространстве лучей с различной часто-

той (длиной волны). Говорят об *угловой* (D_θ) или о *линейной* (D_l) *дисперсии*, т.е. зависимости от длины волны λ соответственно *угла отклонения выходного луча* θ или координаты l на фокальной поверхности: $D_\theta = d\theta/d\lambda$, $D_l = dl/d\lambda$. Часто удобнее пользоваться величиной *обратной линейной дисперсии*: $\Lambda = 1/D_l = d\lambda/dl$.

В спектрографах и многоканальных спектрометрах величина дисперсии определяет градуировку. Для монохроматоров величина Λ позволяет определить величину спектрального интервала $\delta\lambda$, проходящего через выходную щель шириной b: $\delta\lambda = \Lambda b$. Но необходимо также знать и *градуировочную кривую* монохроматора, величину, аналогичную Λ, но отнесенную не к координате на фокальной поверхности, а к показаниям шкалы, связанной с механизмом поворота диспергирующего элемента.

Коллиматор (от лат. collineo - направляю по прямой линии) – оптическое устройство для получения пучков параллельных лучей. Необходимый элемент большинства призменных СП и СП с плоскими дифракционными решетками. *Коллиматоры* собирают свет от входной щели и преобразуют расходящийся пучок в параллельный.

Кроссовер – место наилучшей фокусировки пучка света, искаженного аберрациями.

Меридиональная и сагиттальная плоскости в спектральном приборе. Эти понятия применимы к призменным и дифракционным приборам*, не имеющим осевой симметрии*. *Меридиональной* называется плоскость дисперсии. В большинстве оптических схем СП она является плоскостью симметрии. *Сагиттальная плоскость* перпендикулярна *меридиональной* и содержит *центральный луч* рассматриваемой длины волны.

Монохроматор – СП, предназначенный для выделения из спектра узкого интервала длин волн. *Монохроматор* обязательно имеет выходную щель и устройство сканирования спектра. Форма его фокальной поверхности не важна. Важно, чтобы при сканировании спектра оставались неизменными и положения щелей, и направления входящего и выходящего пучков света. Иначе прибор будет трудно сопрячь с источником света и облучаемым объектом.

Объектив камеры – устройство, фокусирующее в СП монохроматические параллельные пучки света, идущие от диспергирующего элемента. Поверхность наилучшей фокусировки называется *фокальной поверхностью СП.*

Оптимальная (нормальная) ширина щели (щелей) **-** минимальная ширина входной щели *спектрографа*, при которой сохраняется освещенность в центре монохроматического изображения щели. Она обеспечивает предельно достижимое разрешение без потери светосилы. В *монохроматоре* имеет смысл говорить о ширинах обеих щелей. Они могут различаться при увеличении прибора, не равном единице.

Относительное отверстие **ε** – отношение линейного размера коллиматора к его фокусному расстоянию *f*. Обычно за линейный размер коллиматора берется либо диаметр *d* круга, площадь которого равна площади апертурной диафрагмы $s = aH$, либо диагональ прямоугольной диафрагмы. Мы будем придерживаться первого определения, $\varepsilon = d/f = \sqrt{4s/(\pi f^2)}$, характеризующего телесный угол Ω излучения на входе (выходе) прибора: $\Omega \approx 0{,}78\varepsilon^2$ и потому удобного для расчета *светосилы*.

Полихроматор – то же, что *монохроматор*, но содержит несколько выходных щелей, для выделения фиксированных длин волн. Не содержит устройства сканирования.

Порядок дифракции в СП – число длин волн, укладывающихся в разности хода лучей, отраженных соседними штрихами дифракционной решетки.

Разрешающая способность – относительная мера спектрального разрешения, $R = \lambda/\delta\lambda$ или $R = \nu/\delta\nu$, где $\delta\lambda$, $\delta\nu$ – минимальный разрешаемый спектральный интервал. Она является основной характеристикой свойств *диспергирующего элемента*. По отношению к *спектральному прибору* в целом этот параметр полезен в тех случаях, когда разрешение лимитируется естественным фактором – размером апертурной диафрагмы. Тогда величина *R постоянна или медленно изменяется в рабочем диапазоне.* Если же ради выигрыша в светосиле приходится устанавливать широкие оптические щели в монохроматоре, то примерно постоянной для всей рабочей области чаще оказывается абсолютная величина спектрального разрешения, выраженная в длинах волн, $\delta\lambda$.

Светосила – характеристика пропускной способности прибора или потерь света в приборе. Она пропорциональна телесному углу, в котором собирается излучение источника. Для спектрографа основной энергетической характеристикой выходящего излучения является *освещенность фотоприемника*, так как от нее зависит необходимое время экспозиции, для монохроматора – *световой поток за выходной щелью.*

Соответственно различают *светосилу по освещенности* и *светосилу по потоку*.

Светосила по освещенности численно равна освещенности монохроматического изображения входной щели при единичной спектральной яркости излучения. Освещенность изображения F_λ пропорциональна спектральной яркости источника излучения (входной щели) B_λ и телесному углу, в котором это излучение собирается, т.е. отношению площади входного зрачка к квадрату фокусного расстояния коллиматора: $F_\lambda = B_\lambda \tau_\lambda \frac{s}{f_1^2}$, где τ_λ – потери света в приборе.

Светосила по потоку численно равна лучистому потоку через выходную щель, освещенную монохроматическим излучением при единичной яркости источника и при единичной спектральной ширине щелей. В этом определении важно не упустить, что светосила по потоку определяется для *единичной спектральной ширины щелей*, так как при использовании источника непрерывного излучения полный поток на выходе монохроматора будет пропорционален квадрату ширины щелей.

Обычно сложно измерить интенсивность излучения, вошедшего в прибор. Ведь надо определить интенсивность не всего потока, а той его части, которая попадет на входной *КОЛЛИМАТОР*, диспергирующий элемент и т.д. Кроме того, не во всем спектральном диапазоне, а в полосе, равной величине спектрального разрешения. Поэтому часто вместо светосилы G приводят характеризующие ее геометрические параметры оптической схемы: *относительное отверстие* или *угловую апертуру*. Эти параметры определяют долю излучения источника света, которую можно ввести в прибор, либо условия освещения объекта излучением, выходящим из монохроматора. Остальное, т.е. потери света в приборе на поглощение, отражение, разложение по порядкам дифракции и т.д., в значительной степени определяется выбранной оптической схемой прибора и "*грамотностью его исполнения*". В общепринятой терминологии *светосильным называют прибор с большой апертурой или относительным отверстием*.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИСПЕРСИЯ ОПТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА в заданном интервале длин волн $\lambda_1 \div \lambda_2$ характеризуется количественно величиной *средней дисперсии* $n_1 - n_2$, либо *коэффициентом дисперсии* $\nu_3 = \frac{n_3 - 1}{n_1 - n_2}$ [1] (n_3 – коэффициент преломления в середине диапазона).

Подробнее о спектральной дисперсии оптических материалов см. раздел 1.4.

Спектральная ширина щели – по сути то же, что *спектральное разрешение*, но в этом случае явно оговаривается, что имеются в виду не предельно достижимые параметры прибора, а реальное разрешение при реально установленной ширине щелей, зачастую заметно превышающей *оптимальную ширину*. Мы будем обозначать величину разрешения или спектральную ширину щели $\delta\lambda$, $\delta\nu$, $\delta(h\nu)$.

Спектральное разрешение СП – выраженная в длинах волн или в энергетических единицах ($см^{-1}$, эВ) ширина АФ. Обычно определяется на ее полувысоте.

Спектральный прибор (СП) – оптическое устройство, каким-либо способом выделяющее монохроматические компоненты поступающего в него излучения. Здесь рассматриваются приборы, разделяющие в пространстве монохроматические компоненты излучения, – призменные и дифракционные. В Фурье–спектрометрах [6], такое разложение не производится. Измеряется зависимость интенсивности прошедшего излучения от длин пути двух интерферирующих пучков, а спектр получают как Фурье–образ полученной зависимости.

Источник излучения с необходимой оптикой, детектор излучения и блоки электроники в общем случае также входят в состав спектрального прибора, но их устройство и достижимые параметры не являются предметом нашего рассмотрения. Мы будем рассматривать только устройство и принципы действия основной части СП, той, которая разделяет монохроматические компоненты.

Способы разделения компонент излучения основаны на явлениях оптической дисперсии веществ, дифракции и интерференции света.

По назначению СП разделяются на спектроанализаторы (в комбинации с детектором) и монохроматические осветители (в комбинации с широкополосным источником излучения). Первые, в зависимости от особенностей устройства и способа регистрации, называются спектровизорами (или спектроскопами), спектрографами, спектрометрами, спектрофотометрами[1] и т.д. Вторые – монохроматорами[2].

[1] Мы здесь не рассматриваем устройства регистрации спектра, так что все приборы, предназначенные для одновременной регистрации широкого спектрального интервала будем по традиции называть ***спектрографами***.

[2] Монохроматоры являются также неотъемлемой частью большинства спектроанализаторов.

Вы будете работать с так называемыми *ОДИНОЧНЫМИ* СП. Во многих современных спектрометрах и спектрофотометрах применены *ДВОЙНЫЕ* схемы спектрального разложения – два последовательно включенных монохроматора. Это позволяет более чисто выделить именно требуемое излучение, уменьшить фон рассеянного света.

СПЕКТРОГРАФ – СП, предназначенный для фотографирования спектра входящего излучения. Он не имеет выходной щели, на фокальной поверхности устанавливается либо фотопленка (фотопластинка), либо электронное позиционночувствительное устройство регистрации спектра. В *спектрографе* весьма желательно иметь плоскую фокальную поверхность.

ФОКАЛЬНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ в СП – поверхность наилучшей фокусировки монохроматических изображений входной щели.

ФОН РАССЕЯННОГО СВЕТА. Рассматривая ход лучей в СП, мы обычно пренебрегаем теми лучами, которые "выпали" из "правильного" закона распространения, отразились от поверхностей линз или призм, от краев диафрагм и т.д. Если проследить возможный дальнейший ход этих лучей и учесть, что любая поверхность отражает (лучшие черни поглощают до 99% падающего света, но 1% все-таки отражается), то окажется, что место их падения на фокальную поверхность случайно и никак (или почти никак) не связано с длиной волны. Таким образом оказывается, что в приборе *всегда* освещены *все* внутренние поверхности, в том числе и выходная фокальная поверхность или выходная щель. Конечно, интенсивность этой засветки невелика, но она пропорциональна *полному потоку* излучения, прошедшего через входную щель и, если в спектре присутствуют линии, различающиеся по интенсивности на несколько порядков, то может оказаться, что на выходе сигнал от слабой линии меньше, чем фон, рожденный рассеянием сильных. Для оценок можно считать, что в среднем интенсивность рассеяного света в одиночном спектральном приборе порядка 10^{-3} от интенсивности "полезного" (т.е. "правильно" прошедшего через прибор) света. Эта величина зависит, в первую очередь, от чистоты оптических поверхностей. Рассеяние на любой осевшей на них пылинке сразу, без дальнейших переотражений дает почти равномерную засветку всей фокальной поверхности.

Для борьбы с рассеянным светом обычно пользуются либо дополнительными светофильтрами, сужающими область длин волн, способных дойти до приемника, либо еще более кардинальным методом – построением двойных монохроматоров. Тогда на вход второго поступа-

ет только излучение нужной длины волны и фон, уже ослабленный в первом монохроматоре на три порядка. На выходе получается монохроматическое излучение с "чистотой" 5-6 порядков.

Центральный луч – так мы будем называть луч в СП, проходящий через центр дифрагирующего элемента (призмы, решетки) и центр щели или монохроматического изображения входной щели.

1.2 ДИФРАКЦИЯ НА ЩЕЛИ

Дифракция имеет принципиальное значение во всех типах СП, поэтому напомним вывод соотношения, определяющего пространственное распределение интенсивности света, прошедшего через узкую бесконечную щель.

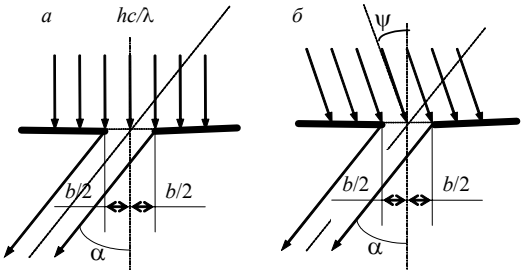


Рис. 1.2.1. *К расчету дифракции на щели.*

Согласно принципу Гюйгенса, каждую точку поверхности, ограниченной краями щели, можно рассматривать как точечный источник когерентного излучения. При бесконечном размере волнового фронта интерференция вкладов от этих точечных сферических волн на любом расстоянии даст тривиальный результат – прямолинейность распространения света и параллельность волновых фронтов. Однако, неизбежное ограничение размеров в любом реальном устройстве приводит к возникновению дифракционных явлений, лимитирующих предельно достижимую разрешающую способность.

Пусть на щель шириной b перпендикулярно ей падает параллельный пучок излучения с длиной волны λ (рис. 1.2.1). Амплитуда волны, распространяющейся за щелью под углом α к нормали, равна сумме вкладов от всех точек щели. Если считать, что волновой фронт дифрагированного луча на некотором большом расстоянии от щели – плоскость, то сдвиг фаз $\delta\varphi$ между центральной компонентой луча и компонентой, вышедшей из точки x, составит

$$\delta\varphi = 2\pi x \cdot \sin\alpha / \lambda \, . \qquad (1.2.1)$$

Элемент щели с координатами от x до $x+dx$ даст вклад, равный

$$dA = A_o \sin(\varphi+\delta\varphi) dx / b \, , \qquad (1.2.2)$$

где A_o – амплитуда падающей волны на щели.

Интегрирование по симметричному промежутку $\pm b/2$ даст

$$A(\alpha) = A_o \cdot \sin(u)/u \,, \qquad (1.2.3)$$

где $u = \pi b \cdot \sin(\alpha)/\lambda.$ (1.2.4)

В случае, если свет падает на щель под углом ψ, то [2,3]

$$u = \pi b \cdot \cos\psi \cdot [\sin\alpha + \sin\psi]/\lambda \qquad (1.2.4a)$$

и при этом надо учитывать знаки α и ψ, так как теперь отклонения вправо и влево от нормали неэквивалентны.

Вопрос о выборе знака угла при дифракции будет возникать довольно часто. В оптических системах, работающих "на просвет" (как в нашем случае), положительными будем считать углы, отсчитываемые в ту же полуплоскость от нормали к щели, в которой лежит падающий луч. На рис. 1.2.1,*б* – влево.

Интенсивность света в направлении α пропорциональна квадрату амплитуды, т.е.

$$I(\alpha) = I_0 \frac{\sin^2(u)}{u^2} \,, \qquad u = \pi b \cos\psi \cdot [\sin\alpha + \sin\psi]/\lambda. \qquad (1.2.5)$$

1.2.1 Дифракционный предел разрешения

Вид функции $I_1 = \sin^2(u)/u^2$ показан на рис. 1.2.2. Ее экстремумы находятся в точках $u = 0$ и $u \approx \pi(2n+1)/2$ (n – целое число), нули – в точках $u = n\pi$. Первые нули – при $u = \pm\pi$. Следовательно, угловая полуширина $\delta\alpha$ основного максимума за щелью составляет $\delta\alpha = \lambda/b$ (при нормальном падении света на щель и малых λ/b).

При фиксированной λ ширина дифракционного максимума тем больше, чем меньше ширина щели. В спектральных приборах оказывается, тем не менее, что дифракция на узких входной и выходной щелях не определяет параметров прибора (это не вполне верно, несколько слов к разъяснению этого вопроса будет сказано позже). Принципиальной является дифракция на апертурной диафрагме, ограничивающей ширину пучка света в приборе, хотя она на несколько порядков шире.

Действительно, при $\lambda = 500$ нм ширина дифракционного максимума за входной щелью шириной 5 микрон составляет примерно 6^o. Это сравнимо с величиной входной апертуры[1], но никак не влияет на воз-

[1] Смотри также п. 1.2.3, понятие *нормальной ширины щели.*

можность дальнейшей коллимации или фокусировки пучка. Все равно все лучи исходят из узкой щели и (в идеале) могут быть на выходе сфокусированы в столь же узкое изображение.

Напротив, на апертурной диафрагме шириной a = 50 мм дифракционное уширение составит всего $\delta\varphi = \lambda/a = 10^{-5}$ радиан, что при дисперсии $D_\theta = 10^{-3}$ радиан/нм ограничит предельное разрешение прибора величиной $\delta\lambda = \delta\varphi / D_\theta = 10^{-2}$ нм, а разрешающую способность - величиной $R = \lambda/\delta\lambda = \lambda D_\theta / \delta\varphi = aD_\theta = 5 \cdot 10^4$. Это – теоретический предел разрешающей способности такого прибора. Он определяется только величиной дисперсии и апертурой прибора. Правда, в светосильных приборах такое разрешение практически невозможно реализовать, так как аберрации оптических элементов приведут к дополнительному, существенно большему уширению изображения.

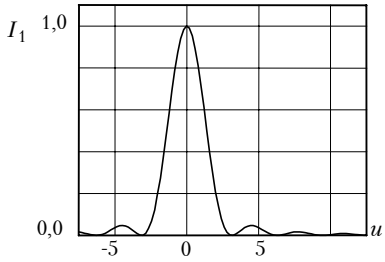


Рис. 1.2.2. *Распределение интенсивности при дифракции на щели шириной b излучения с длиной волны λ. $u=\pi sin(\alpha)b/\lambda$, где α – угол отклонения.*

1.2.2 Критерий Релея

Если в спектре источника присутствует излучение еще какой-то близкой длины волны, то мы сможем это заметить лишь в том случае, если для нее изображение входной щели окажется сдвинутым так, чтобы изображения не перекрывались или, по крайней мере, чтобы можно было обнаружить наличие двух изображений. Критерий, определяющий минимально различимое расстояние между изо-

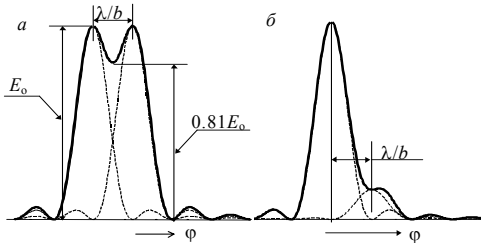


Рис. 1.2.3. *Эффект наложения двух дифракционных контуров одинаковой (а) и разной (б) интенсивности*

бражениями *двух линий равной интенсивности,* сформулировал Релей для случая, когда форма изображения обусловлена дифракционным инструментальным контуром (1.2.5). *Различить можно изображения, наложенные так, что максимум одного приходится на первый минимум другого*, рис. 1.2.3,*а*.

В этом случае в суммарном их изображении получаются два максимума и между ними – провал до уровня 81%. Если интенсивности заметно различаются, то на суммарном контуре при этом может не оказаться провала, рис. 1.2.3,*б*.

1.2.3 Оптимальная (нормальная) ширина щели

На рис. 1.2.4 показаны распределения интенсивности монохроматического излучения в плоскости выходной щели прибора для различных ширин входной щели. При большой щели ширина изображения равна (или пропорциональна) ширине входной щели, но края изображения "размазаны". Уменьшая ширину входной щели, мы сужаем изображение, но лишь до тех пор, пока оно не станет равным некоторой минимальной величине, определяемой разрешающей способностью прибора, величине дифракционного плюс аберрационного уширения. Если аберрации пренебрежимо малы, то контур линии определяется выражением (1.2.5). Сделать изображение меньше невозможно, так что если мы и дальше будем сужать входную щель, то через нее пройдет меньше света. Это приведет просто к уменьшению освещенности точек фокальной поверхности (кривая *3*).

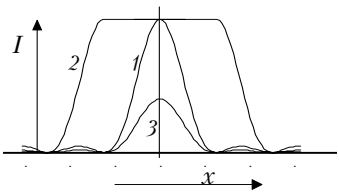


Рис. 1.2.4. *Контуры монохроматических изображений входной щели:*

1–оптимальной; 2–широкой; 3–узкой.

Отсюда и вытекает понятие ***оптимальной*** (или ***нормальной***) ***ширины щели***. Оптимальной для получения предельно достижимого спектрального разрешения без потери освещенности на выходе. Нормальная ширина *выходной* щели монохроматора должна быть равна полуширине минимального контура изображения входной щели:

$$b_1 = \frac{\lambda}{d} f_1 , \qquad b_2 = \frac{\lambda}{d} \Gamma \cdot f_2 , \qquad (1.2.6)$$

где Γ – угловое увеличение оптической схемы.

В рассмотренном случае (λ = 500 нм, a = 50 мм) при фокусном расстоянии объективов $f_1 = f_2 = 300$ мм минимальная ширина изображения бесконечно узкой входной щели составит $S_1 = 3 \cdot 10^{-2}$ мм, т.е. 30 микрон. Следовательно, оптимальная ширина щели в нашем случае составит также 30 микрон.

1.2.4 Дифракция на входной щели прибора

Отметим сразу, что дифракционное уширение на *оптимальной* входной щели равно апертуре прибора, *a/f*. В этом случае прибор "заполнен светом". При большей ширине щели и неграмотной конструкции осветителя может оказаться, что апертура прибора использована лишь частично, освещена область шириной $a_1 < a$. Тогда края изображения будут размазаны соответственно шире, чем на рис. 1.2.4 (в пределе очень узкого входного пучка мы получим просто дифракционный контур большой ширины). Если осветитель заполняет всю апертуру прибора, то за счет дифракции на входной щели пучок окажется несколько расширен и не весь пройдет через апертурную диафрагму. Возникнут потери света и в приборе появится "ненужный" свет, который, переотражаясь от внутренних стенок, может достичь выходной фокальной поверхности и создать нежелательный фон, *фон рассеянного света*.

Но это не очень существенно. Рассеянный свет будет всегда и основная его часть рождается при рассеянии на дефектах оптических элементов (в том числе - на осевшей на них пыли). Важно, что дифракция на входной щели не влияет на разрешение прибора, а лишь приводит к тому, что при полном использовании апертуры прибора несколько (весьма незначительно) увеличится интенсивность рассеянного света.

1.3 АБЕРРАЦИИ ЭЛЕМЕНТОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ

Простые способы построения изображений (см., например, [3,4,5,6]) позволяют получить лишь грубое приближение к реальности, справедливое обычно только для осевых пучков. Различия между "идеальным" и реальным изображениями, неустранимые в данном активном элементе оптической схемы, и есть его *аберрации*. Вносят, конечно, свои искажения также дефекты изготовления или просто грязь на поверхностях, но это нельзя считать принципиально неустранимыми искажениями и относить к аберрациям.

Основной причиной возникновения аберраций является то, что и источник излучения, и сам элемент имеют конечные размеры. Следовательно, на каждую точку поверхности элемента падают лучи с конечным и обычно довольно широким угловым разбросом. А изображение создается суммой лучей, отраженных (преломленных) в различных точках поверхности. Согласовать все возникающие при этом разности хода лучей оказывается невозможно. Сюда же надо отнести хроматические аберрации, свойственные линзам.

Спектральный прибор включает несколько последовательных оптических элементов, каждый из которых характеризуется своими аберрациями. Правила их суммирования можно найти, например, в [4,7].

Расчет аберраций – необходимый этап разработки оптических схем, поскольку, во-первых, без этого мы не будем знать реально достижимых параметров создаваемого прибора, а во-вторых, очень часто аберрации различных элементов удается взаимно компенсировать, в первую очередь – кому, дисторсию и кривизну поля (проявляющуюся в искривлении спектральной линии). Кроме того, в последние годы существенно выросли технические возможности производств. Если раньше приходилось ограничиваться поверхностями второго порядка, сегодня доступны и более сложные.

Иногда вполне сознательно приходится мириться и с устранимыми аберрациями, если ради удешевления прибора или уменьшения потерь света выгодно использовать упрощенные формы оптических поверхностей (например, сферические вместо параболических или эллиптических) или упрощенные оптические схемы (например, установку призмы или дифракционной решетки в сходящемся пучке).

Расчет оптической схемы начинается с простейших построений, которые позволяют в первом приближении определить параметры схе-

мы и ее элементов, апертуры, формы поверхностей, децентрировку и т.д. Затем проводится расчет аберраций – уточнение хода лучей и форм волновых фронтов, с учетом реальных апертур. Это позволяет улучшить качество получаемого изображения. Например, за счет введения поправок к величинам фокусных расстояний, изготовления искривленных щелей, построения схемы, в которой аберрации различных элементов взаимно компенсировались бы, а не складывались. Правда, в конце концов, почти неизбежно мы приходим к такой ситуации, когда получаемое изображение еще далеко от идеального, но улучшения стоят очень дорого и за них надо платить уменьшением светосилы, ограничением рабочей области, изготовлением оптических поверхностей сложной формы или просто применением дорогих материалов. На этом, если необходимые требования к качеству прибора удовлетворены, разработку можно заканчивать, а оставшиеся аберрации фиксируются в перечне его параметров.

Для пояснения существа основных типов аберраций рассмотрим объектив камеры, фокусирующий на выход параллельные пучки лучей, идущих от диспергирующего элемента. Задача немного упрощается, если и объектив и изображение расположены в плоскостях, перпендикулярных направлению распространения средних лучей. Пусть m и M – меридиональная и сагиттальная координаты точек на поверхности объектива, l и L – координаты на фокальной плоскости (рис. 1.3.1), [6]. Ось x направим по оси среднего луча.

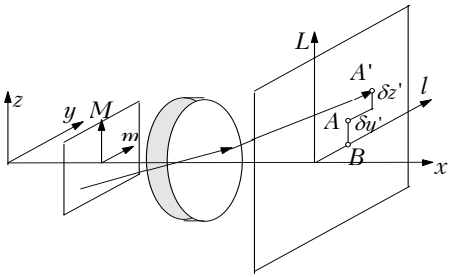


Рис. 1.3.1. *Обозначение координат в полях объекта и изображения.*

Полное выражение для поперечных аберраций δy, δz как функций координат m, M, l и L, сложно даже в этой простой схеме. В общем случае оно включает сумму членов разложения по степеням этих координат. Соответственно говорят об аберрациях первого, второго и т.д. порядков. В светосильных осесимметричных системах основные аберрации – 3-го порядка, выражения для них имеют вид:

$$2\cdot f^2\cdot\delta y = -m(m^2+M^2)\cdot S_1+\{(3m^2+M^2)\cdot l+2mML\}\cdot S_2- \\ -\{m(3l^2+L^2)+2MlL\}\cdot S_3-m(l^2+L^2)\cdot S_4+l(l^2+L^2)\cdot S_5\,, \qquad (1.3.1a)$$

$$2{\cdot}f^2{\cdot}\delta z = -M(m^2+M^2){\cdot}S_1+\{(m^2+3M^2){\cdot}L+2mM{\cdot}l\}{\cdot}S_2- \\ -\{M(l^2+3L^2)+2m{\cdot}l{\cdot}L\}{\cdot}S_3-M(l^2+L^2){\cdot}S_4+L(l^2+L^2){\cdot}S_5\ . \qquad (1.3.1б)$$

Здесь f – фокусное расстояние объектива. Коэффициенты разложения S_1–S_5 зависят от типа фокусирующей системы (линзы, зеркала, формы их поверхностей и т.д.).

Легко видеть, что выражения (1.3.1а) и (1.3.1б) идентичны, они действительно справедливы только для систем с осевой симметрией.

В зеркальных объективах практически неизбежны к тому же *аберрации децентрировки*, поскольку оси падающего и отраженного пучков по конструктивным соображениям обычно должны быть разнесены в пространстве. В этом случае несправедливо предположение, что центральные пучки распространяются вдоль оптической оси объектива, но децентрировку можно рассматривать и на схеме рис. 1.3.1 как сдвиг объекта и изображения. Чаще всего сдвиг производится в меридиональном направлении, т.е. в область больших l. При этом выражения (1.3.1) оказываются недостаточны, так как возрастают и становятся существенны *астигматизм* 1-го и 2-го порядков, *кома* 2-го порядка, *наклон плоскости изображения* и *кривизна изображения* входной щели, приводящая к тому, что прямая вертикальная входная щель изображается в виде дуги на выходной фокальной поверхности. К тому же приводят искажения, возникающие на диспергирующем элементе при прохождении лучей в плоскости, не параллельной меридиональной. Причины этих искривлений изображения мы рассмотрим позже, в описаниях призмы и дифракционной решетки.

1.3.1 Сферическая аберрация и продольная дефокусировка

Сферическая аберрация характеризуется коэффициентом S_1 в выражениях (1.3.1). Причину возникновения этого типа аберраций поясняет рис. 1.3.2 на примере объектива со сферическим зеркалом, имеющим радиус кривизны R. Здесь изображено сечение зеркального объектива плоскостью $M = 0$ и отмечено положение фокальной поверхности для центральных лучей – плоскости на расстоянии $f = R/2$ от вершины зеркала. Лучи, идущие параллельно оптической оси, после отражения пересекают ось на расстоянии от зеркала, зависящем от координаты m.

Следовательно, фокальную плоскость они пересекут на некотором расстоянии от центра δy. В результате на фокальной плоскости мы получим пятно диаметром $2\delta y$, его размер определяется отношением m^3/R^2, т.е. кубом апертурного угла.

Минимальный размер изображение имеет не на расстоянии $R/2$ от вершины зеркала (как для центральных лучей), а смещено по оси x относительно этой точки на $\delta f = -S_1(m^2+M^2)/R$. Такое смещение называют *продольной дефокусировкой*.

Величина сферической аберрации не зависит от координат в плоскости изображения. Это – единственный тип аберраций, искажающий изображение на оси коллиматора, при l, L = 0. Нетрудно простым расчетом убедиться, что, в частности, для сферического зеркала S_1 = 1/4.

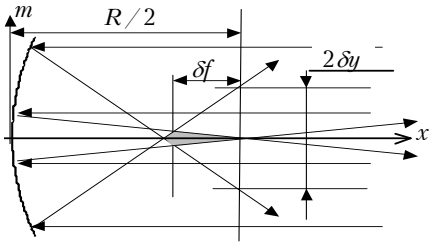


Рис. 1.3.2. *Поперечная* (δ*y*) *и продольная* (δ*f*) *дефокусировка при отражении от сферического зеркала.*

Единственный способ борьбы с этим типом аберраций – использование асферических (несферических) поверхностей. Часто проблему решают параболические или эллиптические зеркала. Для параболоида вращения S_1=0.

1.3.2 Кома

Кому определяет коэффициент S_2. Соответствующее ей полное искажение изображения точки с "идеальными" координатами l и L примерно пропорционально площади пучка от диспергирующего элемента и величинам l и L. Если S_2>0, говорят о "внешней коме"; если S_2<0, о "внутренней". Этот вид аберраций приводит к тому, что изображение получается в форме яркой точки с "хвостом" (или тенью), интенсивность которого быстро убывает по мере удаления от центра. Отсюда и название – кома, запятая.

1.3.3 Астигматизм и кривизна поля

Астигматизм – различие фокусных расстояний для изображений точки входной щели лучами, идущими в сагиттальной и меридиональной плоскостях. На осях фокальной плоскости вертикальное удлинение изображения зависит от l и f и пропорционально вертикальному размеру апертурной диафрагмы и коэффициенту S_3. Соответственно меридиональное удлинение пропорционально ширине апертурной диафрагмы. При S_3=0 астигматизм отсутствует, но параллельные пучки, падающие

на объектив под различными углами к оптической оси, фокусируются не на плоскости, а на поверхности сферы радиусом

$$R = -f/S_4 , \qquad (1.3.2)$$

что определяет *кривизну поля* изображения.

Астигматизм и кривизна поля приводят к образованию в фокальной плоскости пятна конечного размера, но, в отличие от комы, равномерной освещенности.

1.3.4 Дисторсия

Дисторсия определяется коэффициентом S_5 в (1.3.1). Она не приводит к размытию точки (не зависит от координат m и M), но дает искажение масштабов изображения. Если $S_5>0$, то квадрат изображается на выходе в виде "подушки", т.е. его углы вытянуты. Если $S_5 < 0$, то в виде "бочки".

Для компенсации комы, астигматизма, дисторсии применяют последовательные элементы с положительными и отрицательными S_2–S_5. В частности, для компенсации астигматизма удобным оказывается применение цилиндрических линз или зеркал. Не изменяя фокусного расстояния в одной из плоскостей, корректируют его в другой. Кривизна поля может быть просто учтена и компенсирована искривлением щелей прибора.

В общем, проблема борьбы с аберрациями разрешима, но требует высокого профессионализма.

1.4 ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

К *оптическим материалам* мы будем относить в первую очередь *прозрачные материалы*. В оптической технике кроме них очень существенны также отражающие материалы, в основном – металлы, и *светофильтры*, т.е. материалы, поглощающие излучение в некоторой спектральной области и используемые для устранения этой области из спектра излучения источника.

1.4.1 Дисперсия света в оптических материалах

Оптической дисперсией называют зависимость фазовой скорости света в среде от частоты или длины волны[1]. Здесь нас будет интересовать, в основном, закон дисперсии оптического излучения, т.е. излучения в видимой и ближних к ней УФ- и ИК-областях спектра, причем – в прозрачных материалах.

Состояние электромагнитной волны в произвольной среде, содержащей "свободные" заряды, определяющие ее высокочастотную проводимость $\sigma_0(\omega)$, и "связанные", дающие вклад в поляризацию $P(\omega)$, характеризуемую диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_0(\omega) = 1 - \frac{P(\omega)}{E(\omega)}$, описывается уравнениями Максвелла:

$$rot\, \boldsymbol{H} = \frac{\varepsilon_0}{c}\frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\sigma_0 \boldsymbol{E} \ , \qquad (1.4.1а)$$

$$rot\, \boldsymbol{E} = -\frac{\mu}{c}\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} \ , \qquad (1.4.1б)$$

$$div\, \boldsymbol{B} = 0 \ , \qquad (1.4.1в)$$

$$div\, \boldsymbol{D} = 4\pi\rho = 0 \ . \qquad (1.4.1г)$$

Здесь ρ - объемная плотность заряда, равная нулю в однородных материалах, μ - магнитная проницаемость, ε_0 и σ_0 - диэлектрическая проницаемость и проводимость.

Соотношения (1.4.1а,б) можно преобразовать, исключив из них $\boldsymbol{E}$ или $\boldsymbol{H}$ соответственно. Для этого применим к ним операцию ***rot*** и вос-

[1] Вообще, термин *дисперсия* имеет более широкий смысл, но в любом случае это – спектральная зависимость какой-либо характеристики материала или устройства, например – призмы, спектрального прибора. См. также определение термина *дисперсия* на стр. 12.

пользуемся формулой *rot rot* $\boldsymbol{A}$ = *grad div* $\boldsymbol{A} - \Delta\boldsymbol{A}$. Получим для $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ идентичные уравнения 2-го порядка:

$$\frac{\varepsilon_0\mu}{c^2}\frac{\partial^2\boldsymbol{E}}{\partial t^2}+\frac{4\pi\sigma_0\mu}{c^2}\frac{\partial\boldsymbol{E}}{\partial t}=\Delta\boldsymbol{E}\ , \qquad (1.4.2а)$$

$$\frac{\varepsilon_0\mu}{c^2}\frac{\partial^2\boldsymbol{H}}{\partial t^2}+\frac{4\pi\sigma_0\mu}{c^2}\frac{\partial\boldsymbol{H}}{\partial t}=\Delta\boldsymbol{H}\ , \qquad (1.4.2б)$$

Легко видеть, что эти волновые уравнения соответствуют распространению *затухающей* волны. Действительно, при подстановке в (1.4.2а) $\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_0\exp\{i(\boldsymbol{Kr}-\omega t)\}$ получим для волнового вектора $\boldsymbol{K}$:

$$-K^2=-\varepsilon_0\mu\frac{\omega^2}{c^2}-\frac{4\pi i\sigma_0\mu\omega}{c^2}\ , \qquad K=\frac{\omega}{c}\left[\mu\left(\varepsilon_0+\frac{4\pi i\sigma_0}{\omega}\right)\right]^{1/2}\ , \qquad (1.4.3)$$

откуда следует, что при отличной от нуля проводимости вектор $\boldsymbol{K}$ комплексный.

Соотношение (1.4.3) – основное уравнение, связывающее состояние световой волны (ее волновой вектор) с формальными параметрами среды. Теперь следует решить механическую часть задачи о движении зарядов среды в высокочастотном электромагнитном поле, определить фигурирующие здесь μ, ε и σ в интересующей области частот, и вопрос о состоянии электромагнитной волны в среде будет решен. Однако, обычно решение механической задачи оказывается либо сложным, либо вообще невозможным. Тогда задачу следует "обратить" – экспериментально исследовать оптические свойства, а потом из них выводить заключения о состоянии и свойствах электрических зарядов среды. И в том, и в другом случае, правда, нужно сначала привести задачу к виду, удобному для экспериментальной проверки. Для этого продолжим ее формальное рассмотрение.

Согласно (1.4.3), во-первых, волновые векторы в среде и в вакууме различаются только множителем, а во-вторых, в среде этот множитель и, соответственно, сам K оказывается комплексным. Назовем этот множитель *комплексным показателем преломления* и обозначим:

$$N=\left[\mu\left(\varepsilon_0+\frac{4\pi i\sigma_0}{\omega}\right)\right]^{1/2}\equiv n+ik \qquad (1.4.4)$$

Его вещественная и мнимая части, n и k, называются *показателями преломления и поглощения* соответственно. Подставив $K = \omega \cdot (n + ik)/c$ в выражение для волны, распространяющейся в направлении x, получим:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\left\{ i\omega\left(\frac{nx}{c} - t \right) \right\} \exp\left\{ -\frac{k\omega x}{c} \right\}, \qquad (1.4.5)$$

т.е. вещественная часть N определяет скорость распространения света $v = c/n$ и, следовательно, закон преломления света на границе раздела двух сред, а мнимая часть, k, – *затухание волны в пространстве. Коэффициент поглощения* α, характеризующий скорость затухания интенсивности света в среде и фигурирующий в законе Ламберта-Бера $I(x) = I_0 \exp(-\alpha x)$, связан с *показателем поглощения* k (поскольку $I \sim E^2$) соотношением:

$$\alpha = \frac{2k\omega}{c} = \frac{4\pi k}{\lambda}. \qquad (1.4.6)$$

Величины $n(\omega)$ и $k(\omega)$, следовательно, легко измеримы – по преломлению и поглощению. Нас же интересует их ожидаемая частотная зависимость. Вернемся для этого к определению (1.4.4) и несколько преобразуем его.

Во-первых, для неферромагнитных веществ можно пренебречь магнитными взаимодействиями и считать $\mu = 1$. Во-вторых, в оптической области можно пренебречь подвижностью ионов и считать, что они остаются практически неподвижными. Под действием столь высокочастотного поля успевают как-то реагировать только электроны. В-третьих, разделение электронов на "связанные" и "свободные" и, соответственно, раздельное рассмотрение двух типов реакции среды на электрическое поле (диэлектрической поляризации и проводимости) оказывается не вполне обоснованным. Одни и те же электроны могут давать вклад в оба типа реакции, а соотношение этих вкладов зависит от частоты действующего излучения. Поэтому удобно ввести обобщенные понятия – *комплексных поляризуемости*, $\varepsilon'(\omega)$, и *проводимости*, $\sigma'(\omega)$:

$$\varepsilon' = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 = \varepsilon_0 + i\frac{4\pi\sigma_0}{\omega} \qquad (1.4.7)$$

$$\sigma' = \sigma_1 + i\sigma_2 = \sigma_0 - i\frac{\omega}{4\pi}\varepsilon_0 = i\frac{4\pi}{\omega}\varepsilon'. \qquad (1.4.8)$$

Как видно из (1.4.7), (1.4.8), комплексные электропроводность и диэлектрическая проницаемость – полностью эквивалентные понятия, отличаются только множителем. Но поскольку этот множитель мнимый, то вещественные и мнимые части $\varepsilon'(\omega)$ и $\sigma'(\omega)$ меняются местами. Вещественная часть $\varepsilon'(\omega)$ и мнимая $\sigma'(\omega)$ определяют диэлектрические свойства среды, мнимая же часть $\varepsilon'(\omega)$ и вещественная $\sigma'(\omega)$ – поглощение излучения.

Выбор между $\varepsilon'(\omega)$ и $\sigma'(\omega)$ при решения механической части задачи о взаимодействии высокочастотного излучения с веществом зависит от типа вещества и интересующей спектральной области. Так, в металлах и полупроводниках с высокой подвижностью носителей электроны можно считать подвижными, "свободными", обеспечивающими конечную проводимость при $\omega \to 0$. В этом пределе, очевидно, электропроводность становится вещественной, $\sigma_2 \to 0$. На низких частотах энергия поля поглощается электронами и передается решетке (Джоулево тепло). При этом все переходы осуществляются в практически непрерывном спектре, они не квантованы. На высоких частотах, при которых среднее время между двумя столкновениями электрона с решеткой τ_p становится сравнимо или меньше $2\pi/\omega$, электрон за половину периода может не успеть отдать решетке накопленную энергию и возвращает ее полю на следующем полупериоде. Иными словами, он начинает отчасти вести себя как связанный, совершать колебательные движения относительно некоторого положения равновесия, почти как электроны, связанные в молекулах. Для этих веществ (металлов) удобно рассмотреть модель почти свободных электронов с временем рассеяния импульса τ_p и вычислить зависимость проводимости от частоты.

Если же в исследуемом веществе носители заряда имеют низкую подвижность, т.е. их можно считать локализованными в малом объеме, на атомах или молекулах, то удобнее исходить из расчета поляризации и ε. В этом случае каждый электрон – осциллятор со своим спектром разрешенных переходов ω_i. Поглощение энергии излучения возможно квантами $\hbar\omega_i$, а на частотах ω_0, не соответствующих этим разрешенным переходам, происходит лишь поляризация атомов. Величина поляризации $P(\omega) = \alpha(\omega)E(\omega)$ и сдвиг фаз между $\boldsymbol{P}(\omega)$ и $\boldsymbol{E}(\omega)$ зависят от разности $(\omega_0 - \omega_i)$.

Мы воспользуемся этим подходом, поскольку интересующие нас вещества – изоляторы.

Согласно (1.4.4), (1.4.7), взаимосвязь компонент N и комплексной диэлектрической проницаемости ε' описывается выражениями:

$$N = n + ik = \sqrt{\varepsilon'}, \qquad N^2 = n^2 + k^2 + 2ink = \varepsilon' = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 \Rightarrow$$

$$\varepsilon_1 = n^2 + k^2, \qquad \varepsilon_2 = 2nk = \frac{4\pi\sigma_0}{\omega}, \tag{1.4.9}$$

$$n(\omega) = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}\right)}, \qquad k(\omega) = \sqrt{\frac{1}{2}\left(-\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}\right)} \tag{1.4.10}$$

Подобным образом выглядят и формулы, связывающие $n(\omega)$ и $k(\omega)$ с комплексной электропроводностью $\sigma' = \sigma_1 + \sigma_2$:

$$n(\omega) = \sqrt{\frac{2\pi}{\omega}\left(-\sigma_2 + \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}\right)}, \quad k(\omega) = \sqrt{\frac{2\pi}{\omega}\left(\sigma_2 + \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}\right)} \tag{1.4.11}$$

Отметим также, что $\mathrm{Im}(\varepsilon') = 2nk$ определяет объемную плотность поглощенной энергии. Действительно, объемная плотность поглощенной энергии $\mathbf{W} = \mathrm{Re}(\mathbf{JE})$. Эффективность поглощения энергии $\eta = \mathrm{Re}(\mathbf{JE})/|\mathbf{E}|^2$. Здесь $\mathbf{J}$ – ток, возникающий в среде. Он может быть определен из правой части (1.4.1а):

$$\boldsymbol{J} = \left(-i\frac{\omega\varepsilon_0}{c} + \frac{4\pi\sigma_0}{c}\right)\boldsymbol{E} = -i\frac{\omega\varepsilon'}{c}\boldsymbol{E} = -i\frac{\omega}{c}N^2\boldsymbol{E},$$

откуда, с учетом (1.4.9), получим:

$$\eta = \frac{2nk\omega}{c} = \frac{4\pi nk}{\lambda}. \tag{1.4.12}$$

1.4.1.1 Спектр одиночного осциллятора

Независимо от того, какова природа электронного поглощения[1] в рассматриваемом веществе, т.е. это переходы в дискретном или непрерывном спектре, поглощение и преломление света оказываются взаимозависимыми явлениями, так как оба определяются динамическими характеристиками одной и той же системы. Эта взаимосвязь может быть наглядно продемонстрирована на примере спектра одиночного классического осциллятора (см., например, [8], гл. 2, [9], гл. 8).

Пусть электрическое поле волны частотой ω направлено вдоль оси x, а электрон в потенциальной яме представляет собой классический

[1] Ионное поглощение мы не рассматриваем, но и для него приведенные ниже соотношения справедливы.

осциллятор с собственной частотой ω_0, массой m и затуханием, пропорциональным скорости движения электрона $\dot{x}$. Тогда возвращающая сила равна $m\omega_j^2 x$, тормозящая – $m\Gamma\dot{x}$. Затухание Γ мы здесь ввели просто как коэффициент пропорциональности между скоростью и ускорением торможения. Размерность Γ – угловая частота.

Уравнение движения электрона в поле волны запишется в виде:

$$m\ddot{x} + m\Gamma\dot{x} + m\omega_j^2 x = -eE_x \exp(i\omega t) . \qquad (1.4.13)$$

Решение этого уравнения – вынужденные синусоидальные колебания вдоль x с частотой ω и комплексной амплитудой

$$x_j = -\frac{eE_x}{m}\frac{1}{\omega_j^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma} . \qquad (1.4.14)$$

Такое смещение создает поляризацию (также в направлении x),

$$P_x = -Nex_j = \frac{Ne^2E_x}{m}\frac{1}{\omega_j^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma} \qquad (1.4.15)$$

(где N – концентрация осцилляторов) и, следовательно, величина диэлектрической проницаемости (в системе СГСЭ):

$$\varepsilon = (n + ik)^2 = 1 + {4\pi P_x}\Big/{E_x} = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m}\frac{1}{\omega_j^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma} . \qquad (1.4.16)$$

Ее вещественная и мнимая части:

$$\mathrm{Re}(\varepsilon) = n^2 - k^2 = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m}\frac{\omega_j^2 - \omega^2}{\left(\omega_j^2 - \omega^2\right)^2 + \omega^2\Gamma^2} , \qquad (1.4.17а)$$

$$\mathrm{Im}(\varepsilon) = 2nk = \frac{4\pi Ne^2}{m}\frac{\omega\Gamma}{\left(\omega_j^2 - \omega^2\right)^2 + \omega^2\Gamma^2} . \qquad (1.4.17б)$$

Поскольку $\Gamma << \omega_0$, интеграл от полосы поглощения равен

$$\int_0^\infty 2nk \cdot d\omega = \frac{4\pi^2 Ne^2}{m\omega_j}$$

и пропорционален концентрации осцилляторов N.

Как видно из рис. 1.4.1, спектр поглощения одиночного осциллятора имеет форму лоренцева контура с центром при ω_0 и полушириной 2Γ и амплитудой, обратно пропорциональной Γ. За его пределами $k = 0$,

и $\mathrm{Re}(\varepsilon) \approx n^2$. Нам важно, что в низкочастотной области n изменяется по закону, определяемому теми же параметрами вещества, которые определяют контур поглощения, т.е. N, ω_j, Γ.

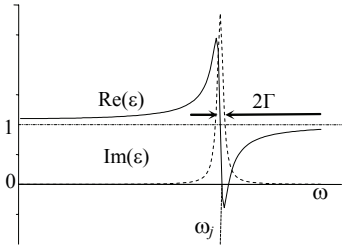


Рис. 1.4.1 *Спектральная зависимость вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости ансамбля одиночных осцилляторов на оптических частотах.*

Вдали от ω_j, в не очень плотной среде (газы при не слишком больших давлениях) $n \approx 1$ и тогда закон дисперсии становится очень простым:

$$n - 1 \approx \frac{2\pi N e^2}{m} \frac{\omega_j^2 - \omega^2}{\left(\omega_j^2 - \omega^2\right)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \approx \frac{2\pi N e^2}{m} \frac{1}{\omega_j^2 - \omega^2}. \qquad (1.4.18)$$

Приведенные соотношения получены в классическом приближении и записаны в системе СГСЭ. В системе СИ вместо следует написать .

Эту модель можно распространить и на описание реальных сред, предположив, что весь спектр поглощения – сумма вкладов таких вот одиночных осцилляторов, со своими N_j, ω_j и Γ_j. И результирующая спектральная дисперсия – сумма откликов всех осцилляторов.

Квантовомеханический расчет для оптических переходов в дискретном энергетическом спектре дает практически тот же результат, но к тому же – возможность рассчитать N_j, ω_j и Γ_j. Относительные интенсивности принято описывать, правда, не различными N_j, а безразмерными параметрами, ***силами осциллятора*** f_j ([8], глава2, [9], глава 8). Они определяют вероятность участия электрона в данном переходе. *Силы осцилляторов* подчиняются ***правилу сумм*** Томаса-Райхе-Куна: $\sum_j f_j = 1$. По сути, это правило отражает тот факт, что в любой момент времени каждый электрон может участвовать только в одном переходе.

Для системы с N электронами справедливо:

$$\varepsilon - 1 = (n + ik)^2 - 1 = \frac{4\pi N e^2}{m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_j} . \qquad (1.4.16а)$$

1.4.1.2 Дисперсионные соотношения Крамерса-Кронига

Взаимосвязь спектров вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости можно доказать и в общем случае, основываясь только на ***принципе причинности*** – зависимости состояния системы зарядов от внешнего воздействия лишь в ***предшествующие*** моменты времени.

Величины вещественной, $\varepsilon_1(\omega)$, и мнимой, $\varepsilon_2(\omega)$ частей диэлектрической проницаемости связаны интегральными соотношениями, выведенными Крамерсом и Кронигом:

$$\varepsilon_1(\omega_0) - 1 = \frac{2}{\pi} \text{v.p.} \int_0^\infty \frac{\omega \cdot \varepsilon_2(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega , \qquad (1.4.19а)$$

$$\varepsilon_2(\omega_0) = \frac{2\omega_0}{\pi} \text{v.p.} \int_0^\infty \frac{\varepsilon_1(\omega) - 1}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega . \qquad (1.4.19б)$$

(берется главное значение интеграла).

Если известен полный спектр одной из компонент ε, то можно вычислить значение другой компоненты для любой частоты, т.е. также весь спектр.

Для описания оптических свойств можно с одинаковым успехом использовать разные характеристики. В (1.4.9)-(1.4.11) приведены соотношения (однозначные) между комплексными диэлектрической проницаемостью ε, световой проводимостью σ, коэффициентом преломления *N*. Этот перечень идентичных по информативности параметров полезно дополнить и таким, как комплексная амплитуда отражения *r* при падении света, близком к нормальному.

Соответственно, выражения (1.4.19) можно переписать в форме, описывающей взаимосвязь вещественной и мнимой частей любых из этих параметров. Польза таких преобразований (1.4.19) в том, что тогда они могут быть использованы для обработки различных экспериментальных данных.

Например, относительно легко измеримый коэффициент отражения *R* – квадрат комплексной амплитуды отраженной волны:

$$R(\omega) = \left|r(\omega)\right|^2 = \left|\sigma(\omega)\cdot e^{-i\varphi(\omega)}\right|^2,$$

где σ - амплитуда, φ - сдвиг фазы при отражении. С показателями преломления и поглощения *r* связано соотношением:

$$r = \sigma\cos\varphi - i\sigma\sin\varphi = \frac{n-ik-1}{n-ik+1}.$$

На интересующей нас частоте ω_0 амплитуду можно определить по измеренному коэффициенту отражения $\sigma(\omega_0) = \sqrt{R(\omega_0)}$, а фазу вычислить из соотношения:

$$\varphi(\omega_0) = -\frac{\omega_0}{\pi}\,\text{v.p.}\int_0^\infty \frac{\ln R(\omega)}{\omega^2-\omega_0^2}d\omega. \qquad (1.4.20)$$

Затем показатели преломления и поглощения вычисляются по формулам [8]:

$$n = \frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2-2\sigma\cos\varphi}, \qquad k = \frac{2\sigma\sin\varphi}{1+\sigma^2-2\sigma\cos\varphi}. \qquad (1.4.21)$$

Иногда оказывается проще измерить ***коэффициент поглощения*** α (не путайте с ***показателем поглощения*** *k*, см. соотношение 1.4.8), а соотношение 1.4.19а можно привести к виду:

$$n(\omega_0) - 1 = \frac{c}{\pi}\,\text{v.p.}\int_0^\infty \frac{d\alpha}{d\omega}\ln\left[\frac{\omega+\omega_0}{\omega-\omega_0}\right]\cdot d\omega. \qquad (1.4.22)$$

Или, заменив переменную интегрирования на λ, получим

$$n(\lambda_0) - 1 = \frac{1}{2\pi^2}\,\text{v.p.}\int_0^\infty \frac{\alpha\cdot d\lambda}{1-\lambda^2/\lambda_0^2}, \qquad (1.4.23а)$$

что в пределе $\omega \to 0$, $\lambda \to \infty$ даст очень существенный результат:

$$n(0) - 1 = \frac{1}{2\pi^2}\int_0^\infty \alpha\cdot d\lambda. \qquad (1.4.23б)$$

Длинноволновый предел коэффициента преломления определяется интегралом от спектра поглощения.

Интегральные соотношения (1.4.19) чрезвычайно полезны и широко используются в оптике твердых тел. Разработано много форм их

записи, но главное – имеется большой опыт по построению экстраполяций измеряемых величин на области частот, не доступные в эксперименте. Ведь точное использование соотношений (1.4.19) требует знания какого-нибудь спектра во всей бесконечной частотной области, что в принципе не возможно. Оптимальные экстраполяционные соотношения оказываются различными для разных классов веществ и, конечно, не существует идеальных экстраполяций. Общие рекомендации по применению соотношений (1.4.19) могут быть сформулированы следующим образом:

- не нужно пытаться использовать их для вычислений вне экспериментально доступной области частот, особенно, если доступна не вся область собственного поглощения;

- ошибки вычислений искажают, в основном, абсолютные величины искомых параметров. Положения их спектральных особенностей (экстремумов) воспроизводятся более успешно.

1.4.1.3 Спектральная дисперсия изотропных материалов

Область поглощения валентных электронов в твердых телах обычно непрерывна и простирается до "мягкого рентгеновского" излучения ($h\nu$ до десятков эВ). Интересующая нас область прозрачности расположена с длинноволновой стороны от области поглощения, так что в выражении (1.4.16а) $\omega < \omega_j$. Если к тому же $\omega\Gamma_j$ малы по сравнению с $(\omega_j^2-\omega^2)$, то $\mathrm{Im}(\varepsilon) = 2nk \approx 0$ и поглощение пренебрежимо мало и мы получаем из 1.24а:

$$\varepsilon(\omega) = n(\omega)^2 = 1 + \sum_j f_j \frac{\omega_p^{\,2}}{\omega_j^{\,2} - \omega^2}, \qquad (1.4.24)$$

где $\omega_p = \sqrt{\dfrac{4\pi N e^2}{m}}$ – *плазменная частота*. (1.4.25)

При $\omega << \omega_j$ и, в пределе $\omega \to 0$, частотная зависимость ε и n вообще пропадает:

$$\varepsilon(0) = n(0)^2 = 1 + \sum_j f_j \frac{\omega_p^{\,2}}{\omega_j^{\,2}} > 1 \quad , \qquad (1.4.26)$$

а с увеличением частоты монотонно возрастает.

Спектральную дисперсию характеризует величина производной от показателя преломления, $\partial n/\partial\omega$ или $\partial n/\partial\lambda$. Нетрудно убедиться, что она также монотонно растет при приближении к краю поглощения.

Таким образом, из (1.4.16) и (1.4.19-1.4.26) следует, что:

1) В области $\omega < \omega_j$ диэлектрическая проницаемость и показатель преломления превышают единицу, $\varepsilon(\omega) > 1$, $n(\omega) > 1$;
2) При $\omega << \omega_j$, т.е. при удалении в длинноволновую сторону от области поглощения $n(\omega) = \sqrt{\varepsilon_1(\omega)} \to \text{Const} > 1$. Дисперсия $\partial n/\partial\omega$ или $\partial n/\partial\lambda$ стремится, следовательно, к нулю. Величина n определяется интегралом от спектра поглощения ;
3) При приближении к области поглощения, $\omega \to \omega_1$, монотонно возрастает не только $n(\omega)$ (см. (1.4.24)), но и $\partial n/\partial\omega$;
4) Любое изменение спектра поглощения (из-за нагрева, наложения механических напряжений, электрического поля или введения примесей) с необходимостью приводит к изменению $n(\omega)$ в области прозрачности. Это легко видеть из (1.4.23).

Отсюда ясно, что в призме коротковолновая часть спектра будет отклоняться на больший угол и угловая дисперсия также будет больше в коротковолновой области. Это заставляет делать призмы из материалов, край поглощения которых лежит возможно ближе к нашей рабочей области (стекло для видимой, кварц для УФ-области). А для изготовления линз-ахроматов нужны материалы с широкой областью прозрачности (например, флюорит, CaF_2, который поглощает только при $\lambda < 130$ нм, в далекой вакуумной УФ-области).

В видимой области большинство оптических стекол имеет коэффициент преломления в диапазоне 1,4…1,8, разность $n(\omega)$ на краях области – 0,009…0,05. Стекла с малым n и малой дисперсией называют *крон*, с большим n и большой дисперсией – *флинт*. В этих группах стекла делят на “легкие” и “тяжелые”. *Легкий крон* – стекла с наименьшими n и дисперсией; *тяжелый флинт* – с наибольшими. Уникальные ювелирные качества алмаза определяются в первую очередь его уникальными оптическими характеристиками: в видимой области, $n = 2{,}4…2{,}46$.

1.4.2 Оптически анизотропные материалы

Все аморфные вещества оптически изотропны в нормальном состоянии[1], так же как они изотропны и по механическим, и термическим свойствам. Это – следствие их пространственной разупорядоченности, которая в макроскопических телах приводит к тому, что в идентичные атомные кластеры[2] среднем ориентированы в пространстве произвольным образом. В результате и их усредненная по образцу реакция на внешнее возбуждение не зависит от направления прикладываемой силы, т.е. при облучении – от направления электрического вектора световой волны.

Кристаллы же в общем случае анизотропны. Здесь направления валентных связей строго ориентированы, и, если не все они идентичны, то их поляризуемости различаются и диэлектрическая проницаемость кристалла зависит от направления действующего электрического поля. В результате возникают весьма необычные оптические свойства, впервые обнаруженные датчанином Эразмом Бартолином. Его работа 1669 г. называлась: "Опыты с кристаллами исландского известкового шпата, которые обнаруживают удивительное и странное преломление".

"Удивительным и странным" оказалось разделение светового пучка на два, *обыкновенный* (ordinary) и *необыкновенный* (extraordinary). Названия возникли из того, что первый ведет себя при наблюдении преломления обычным образом (коэффициент преломления $n = 1{,}658$), второй – весьма странным. Для него коэффициент преломления и, следовательно, отношение $\sin\alpha/\sin\beta$ изменяются в диапазоне $1{,}486 \div 1{,}658$, зависят от направления распространения луча β и угла падения α.

Объяснение этого явления было дано уже в 1690 г. Х. Гюйгенсом, в его " Трактате о свете". Там же были введены понятие и термин "оптическая ось кристалла". Гюйгенс, правда, не дошел до представлений о поляризации света. Их развил Ньютон, но - в корпускулярной теории света. Сейчас мы знаем, что двойное лучепреломление проще описы-

[1] В работе "Фотоэластический эффект" Вы убедитесь, что при наличии внутренних напряжений или при появлении неоднородной внешней нагрузки даже аморфные вещества становятся оптически анизотропными. Этим пользуются, например, для обнаружения внутренних напряжений в стеклах, возникающих при быстром и неравномерном охлаждении. Например, после пайки.

[2] *Кластер* – ограниченный атомный ансамбль, имеющий, как правило, определенную структуру, диктуемую конфигурацией ковалентных связей.

вать в волновой теории света, исходя из уравнений Максвелла и полагая кристалл ***оптически анизотропным.***

Этот вопрос достаточно полно изложен в [10]. Хорошая и краткая статья "кристаллооптика" помещена в [11]. Здесь мы напомним только суть явления.

Под ***оптической анизотропией*** понимается зависимость оптических свойств, т.е. коэффициентов преломления и, возможно, поглощения, от направления электрического вектора световой волны. ***Оптическая ось*** – такое направление распространения луча в кристалле, для которого скорость распространения (коэффициент преломления) не зависит от поляризации света. Иными словами, для всех направлений электрического вектора, перпендикулярных оптической оси, коэффициент преломления одинаков. В изотропном материале оптических осей бесконечное множество, так что о них и говорить не имеет смысла. Но представим себе, что вдоль какого-то одного направления диэлектрическая проницаемость оказалась отличной от проницаемости в двух других. На рис. 1.4.2 это – ось y. Все перпендикулярные ей сечения – окружности, так что луч, пущенный вдоль этого направления, не испытает двойного лучепреломления. И для *x*-, и для *z*-проекции его электрического вектора коэффициент преломления одинаков. Мы получили *одноосный кристалл*. Для всех направлений, отличных от *y*, перпендикулярные сечения – эллипсы, не окружности. Коэффициент преломления и скорость распространения луча уже будут зависеть от поляризации.

Теперь представим себе, что в пластинке два направления, параллельных поверхности, не идентичны. Как принципиальные, выделим направления с экстремальными значениями *n* и обозначим их *y* и *z*, т.е. поверхности пластинки лежат в плоскости *yz,* а ось *x* перпендикулярна им.

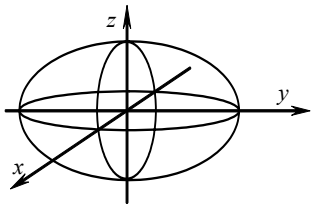


Рис. 1.4.2. *Эллипсоид вращения, модуль радиус-вектора в каждой его точке его поверхности равен* $n = \sqrt{\varepsilon}$ *в данном направлении. Ось y – оптическая ось.*

Плоскополяризованный луч, параллельный *x*, но с произвольным направлением поляризации, "распадается" на две компоненты – с $E||y$ и $E||z$. Точнее, он возбуждает в кристалле колебания электронов в обоих направлениях, и *y*, и *z*. Но из-за различий свойств этих осцилляторов

(собственных частот и затуханий, см. раздел 1.4.1.1) *y*- и *z*-компоненты луча распространяются с разными скоростями.

Если луч падает на поверхность по нормали, то в пространстве эти компоненты не будут разделены и на выходе из пластинки (опять-таки, через поверхность, перпендикулярную им обеим) снова попадут в однородную среду, вакуум, где они также будут распространяться вдоль той же прямой. Теперь уже скорость от поляризации не зависит, но к моменту выхода из кристалла между компонентами "набежала" разность фаз. В получившимся луче колебания по двум взаимноперпендикулярным направлениям по-прежнему происходят с одинаковой частотой и распространяются с одинаковой скоростью, но они уже не синфазны.

На рис. 1.4.2 показано "сечение" этой картины. Отмечены две взаимно перпендикулярные плоскости в пластинке, с различными *n*. На пластинку слева падает луч, поляризованный под углом 45^o к ним обеим, так что в каждый момент времени величины проекций вектора *E* на направления *y* и *z* одинаковы. На рисунке они показаны штриховыми стрелками.

В *z*-направлении коэффициент преломления меньше, скорость распространения и длина волны больше, так что на толщине пластинки поместилось K_z длин волн. А в *y*-направлении скорость и длина волны меньше, на толщине пластинки помещается $K_y > K_z$ длин волн, так что *y*-компонента отстала по фазе. На рисунке – точно на $\pi/2$. И поскольку амплитуды обеих компонент одинаковы, то в данном случае получилась круговая поляризация прошедшего излучения. На выходном луче отмечены величины и направления вектора *E* для 4-х моментов времени.

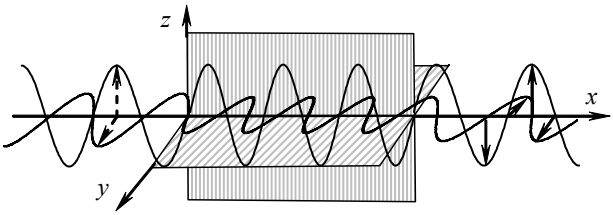


Рис. 1.4.3. *Сдвиг фаз между компонентами различных поляризаций при прохождении через пластинку, вырезанную из анизотропного одноосного кристалла так, что оптическая ось параллельна поверхности.*

Если изменить направление поляризации падающего луча, то амплитуды *y*- и *z*-компонент окажутся различны и на выходе получим эл-

липтическую поляризацию, с осями, параллельными направлениям y и z. Если же сдвиг фаз окажется иным, то в любом случае получим эллипс, а ориентация осей и их отношение зависят и от падающего луча, и от набежавшей разности фаз.

В работе *"Фотоэластический коэффициент"* поляризацию падающего луча лучше ориентировать под 45°, иначе будет сложнее анализировать полученный эффект.

Если в кристалле оказались различны все три направления, получим двухосный кристалл. На рис. 1.4.3 изображен эллипсоид диэлектрической проницаемости с тремя различными осями, так, что $\varepsilon_z < \varepsilon_x < \varepsilon_y$. Рассмотрим сечения эллипсоида плоскостями, включающими ось x. Нормали к этим плоскостям лежат в плоскости yz включающей направления максимальной и минимальной проницаемостей.

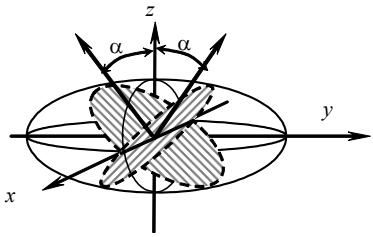


Рис. 1.4.4 *Эллипсоид поляризуемости в двухосном кристалле*

В сечении плоскостью xz получаем эллипс с осями $\varepsilon_z < \varepsilon_x$. В сечении xy – с осями $\varepsilon_y > \varepsilon_x$. Но при некоторых промежуточных положениях плоскости сечения получим окружности, т.е. независимость диэлектрической проницаемости и коэффициента преломления от направления электрического вектора световой волны, распространяющейся перпендикулярно этим плоскостям. Эти направления, отмеченные на рис. 1.4.3 жирными стрелками, являются оптическими осями, причем их обязательно две. Они лежат в плоскости yz (т.е. в плоскости, проходящей через направления с экстремальными величинами проницаемости) и расположены симметрично относительно осей y и z.

Для нас основной интерес будут представлять *одноосные кристаллы*, в которых распространение линейно поляризованного излучения с двумя из трех возможных направлений вектора поляризации характеризуются одинаковыми показателями преломления n_o, третье характеризуется иным значением, n_e. Это третье направление и есть оптическая ось кристалла, поскольку условия распространения луча в этом направлении не зависят от поляризации.

1.4.3 Оптические материалы, применяемые в практике спектроскопии

Прозрачные материалы – это полупроводники или диэлектрики, у которых достаточно велика ширина запрещенной зоны ΔE, энергетического интервала между заполненными и свободными разрешенными электронными состояниями. Коротковолновый *край пропускания* таких материалов – то же, что длинноволновый *край поглощения*, красная граница собственного электронного поглощения[1]. В ИК-области существенно также поглощение, обусловленное чисто колебательными возбуждениями и поглощением свободных электронов.

Таблица 1.4.1

Области прозрачности некоторых оптических материалов

Материалы	Интервал длин волн, мкм	Материалы	Интервал длин волн, мкм
стекло	0,40-3,0	Ge	1,8-23
кварц	0,16-4,0	NaCl	0,2-20
LiF	0,12-9,0	KBr	0,25-35
CaF_2	0,13-12,0	CsBr	0,55-40
Si	1,20-15,0	KRS-5	0,20-45

Кроме оптических свойств, применимость материалов для изготовления оптических деталей определяется также их механическими, химическими и другими свойствами. Оптическое окно, призма, линза должны быть прочны и устойчивы, по крайней мере, к обычным атмосферным воздействиям.

Практика спектроскопии из бесчисленного набора возможных выделила довольно ограниченный круг материалов, хорошо зарекомендовавших себя во всех отношениях. Коротковолновой границей пропус-

[1] "Собственным" называется поглощение, обусловленное переходами электронов между состояниями, свойственными основному веществу. Альтернативой собственному является примесное поглощение, в котором участвуют электронные состояния, связанные с примесями или дефектами структуры. Иногда целесообразно выделять также поверхностное поглощение.

кания оптических материалов можно считать длину волны $\lambda = 105$ нм, $h\nu = 11{,}8$ эВ. Это – край пропускания LiF. Правда, механические свойства и гигроскопичность этого материала существенно ограничивают его применимость в практике спектроскопии в ВУФ-области. По этим "вторичным" свойствам существенно предпочтительнее оказывается MgF_2, имеющий границу около $\lambda = 112$ нм, $h\nu = 11{,}07$ эВ. Это – одноосный кристалл. Его коэффициент теплового расширения в направлении, перпендикулярном оси, близок к коэффициенту расширения многих стекол, так что окно, правильно вырезанное из кристалла MgF_2, может быть спаяно со стеклом или, через стекло, с металлом. У нас выпускаются два типа фотоэлектронных умножителей с MgF_2-окнами, – ФЭУ-142 и ФЭУ-154.

В таблице 1.4.1 приведены области использования некоторых из наиболее распространенных материалов, применяемых в спектроскопии. Относительно аморфных материалов, стекол и плавленного кварца, следует только отметить, что у них во-первых, край поглощения не столь резко выражен, как у кристаллов. Во-вторых, положение края существенно зависит от имеющихся примесей и от микроструктуры, определяемой, в том числе, технологией изготовления стекла. Иногда приходится специально проверять разные партии стекла, изготовленные, казалось бы, совершенно одинаково. И во всех случаях оказывается очень существенна обработка поверхности, качество полировки и предыстория готового окошка. Ионные кристаллы все гигроскопичны, в том числе и LiF, и MgF_2, так что их очень полезно после длительной выдержки на воздухе прокалить, уменьшить количество адсорбированных гидроксильных групп.

Особо нужно сказать про стекла. Само понятие "стекло" никак не определяет химического состава этого материала, а характеризует только его структуру (аморфное, изотропное вещество) и некоторые особенности фазовых переходов стекло-расплав и стекло-кристалл. Стекло – это переохлажденная жидкость, в которой при охлаждении из-за быстрого роста вязкости атомы не успели перестроиться для образования кристаллической структуры, энергетически более выгодной. Стекла, в основном, диэлектрики, но бывают и металлические, и полупроводниковые стекла.

В спектроскопии используются стекла, в основном, на основе SiO_2. Чистый SiO_2, кварц, может быть и кристаллическим, и стеклообразным. В стеклообразной фазе он обладает многими замечательными свойствами. Он изотропен и термостоек (температура размягчения по-

рядка 1200°С). Это – диэлектрик[1], прозрачный в очень широкой спектральной области. Имеет очень низкий температурный коэффициент линейного расширения (ТКР), порядка $5 \cdot 10^{-7}$ 1/град.

Большинство оптических стекол - SiO_2 с примесями иных окислов, которые снижают температуру обработки, но существенно увеличивают ТКР и сужают область прозрачности. Список используемых стекол огромен

У обычных, оконных или "химических"[2] стекол коротковолновая граница пропускания – примерно 0,32-0,35 мкм. Границу у 0,2 мкм имеет так называемое увиолевое стекло, не содержащее примесей Fe. Через тонкое увиолевое окно, если оно из удачной партии, можно пропустить 30% и более (по интенсивности) ртутной линии 185 нм. Примерно так же, т.е. с заметной, но не катастрофичной потерей интенсивности, через окно плавленого кварца можно пропустить ксеноновую линию 147 нм.

Часто примеси вводят в стекла для создания специальных форм их спектров пропускания (поглощения), для создания цветных стекол. Ломоносов в свое время основал в Петербурге Завод Оптического Стекла для изготовления мозаичных картин (в первую очередь – икон) и витражей. Ныне этот завод выпускает богатый набор оптических фильтров.

ТКР – очень важная характеристика оптических материалов. Во-первых, все стекла хрупки и локальные перегревы могут быть катастрофичны для стекол с большими ТКР. Во-вторых, термическое расширение неизбежно сопровождается и изменениями оптических свойств. Наконец, узлы крепления оптических деталей не должны разрушаться при изменении температуры, так что ТКР линз и призм должны быть согласованы с ТКР конструкционных материалов.

Большинство стекол имеет ТКР в диапазоне $(30\ldots110)\cdot10^{-7}$ 1/К. Здесь верхняя граница – ТКР многих конструкционных сталей. Малые ТКР полезны сами по себе, т.к. гарантируют малые изменения габаритов в рабочем интервале температур, что важно, например, при изготовлении дифракционных решеток. Их нарезают на слое алюминия, нанесенного на стеклянную подложку с ТКР порядка $(30\ldots40)\cdot10^{-7}$ 1/К.

---

[1] Наличие свободных электронов в полупроводниках и металлах неизбежно приводит к эффективному отражению при $\omega << \omega_p$ (см. (1.33)) и к интенсивному поглощению во всей оптической области.

[2] "Химическими" называют стекла, обычно используемые для изготовления химической посуды. Их ТКР составляют, в основном, $(90\ldots95)\cdot10^{-7}$ 1/К.

1.5 ФОТОМЕТРИЯ

Что значит "ИЗМЕРИТЬ СВЕТ"?

В начале этого описания мы сделали оговорку, что не будем делать различий между такими терминами, как "*свет*" и "*оптическое излучение*", хотя, строго говоря, свет – это то, что мы видим, что воспринимает человеческий глаз. Поэтому оптическое излучение в УФ– (λ<400 нм) и ИК–области (λ>800 нм) – *не свет*. Но уже давно все измерения и в видимой области проводятся приборами со спектральными характеристиками, сильно отличными от *спектра видности* (см. рис. 1.5.1 и табл. Таблица 1.5.3., стр. 53). Выделение в полном спектре излучения некоторой довольно узкой области по тому только признаку, что мы его можем зарегистрировать без прибора, бывает удобно, но для нас – не принципиально. А термин "свет" так понятен и привычен, что очень не хочется от него отказываться.

Для того чтобы полностью охарактеризовать условия освещения поверхности монохроматическим излучением, необходимо определить:

1. *Длину волны излучения* (или частоту, энергию фотонов).

2. *Интенсивность.* Она может быть измерена в энергетических единицах либо в величинах квантовых потоков. Размерности соответственно [Дж·с$^{-1}$см$^{-2}$] или [с$^{-1}$см$^{-2}$]. Если энергию фотонов мы знаем, то пересчет одних единиц в другие очевиден: $E=N\cdot h\nu = N\cdot hc/\lambda$.

3. *Пространственную структуру*. Сюда включим все – и поляризацию излучения, и распределение интенсивности по излучающей или освещаемой поверхности, и распределение по углам падения, и когерентность.

4. *Временную структуру*, т.е. закон изменения во времени интенсивности или других параметров излучения. Например, степени поляризации.

Если облучение немонохроматично, то все эти параметры надо найти для каждой присутствующей длины волны. Это очень сложно и далеко не всегда нужно. Наиболее часто возникает более простая задача – *измерить интенсивность* направленного излучения, причем приемную площадку детектора удается расположить нормально к лучу. Это удобно, так как исчезает зависимость коэффициента отражения и, следовательно, чувствительности детектора от поляризации света. Под *спектром излучения* обычно понимается зависимость интегральной (по времени и пространству) интенсивности пучка света от длины волны.

Так что остаются только два параметра – длина волны (или энергия фотонов) и интенсивность.

Интенсивность можно понимать как освещенность, яркость или величину светового потока. Непосредственно измерить можно только *освещенность* известной площадки или *падающий на нее световой поток*, а уж отсюда – вычислить остальные величины. В разделе 1 приведены системы фотометрических единиц и соотношения между ними, значения универсальных констант и некоторые полезные формулы.

Если измерять *интенсивность* излучения мы научились, то *спектр излучения* проще всего получить, поставив перед детектором какой-либо прибор, способный выделить и пропустить нужный спектральный диапазон – фильтр, монохроматор… Нельзя забывать при этом, что параметры спектрального прибора и детектора могут существенно зависеть от длины волны.

Здесь мы не будем касаться проблем монохроматизации, они рассмотрены в пособии "Спектральные приборы". Будем считать, что перед нами стоит задача измерения интенсивности уже сформированного потока, а его спектральный состав нас интересует только с точки зрения соответствия спектру чувствительности того приемника, который мы хотим применить.

Заметим, что такое разделение функций измерительного устройства – монохроматизация и измерение интенсивности, хорошо только для первого знакомства с проблемой. Экспериментатор должен эти задачи решать совместно, в том числе он должен определиться в выборе между двумя такими решениями, как построение *одно-* или *многоканальной регистрирующей системы*.

Одноканальная система в каждый момент времени регистрирует интенсивность только одного луча, на одной длине волны.

Типичный *пример многоканальной измерительной системы – спектрограф.* Здесь весь спектр одновременно проецируется на приемник (фотопластинку), обладающий пространственным разрешением, и *одновременно* (!!!) регистрируется интенсивность всех его компонент. Такой прибор не искажает соотношения интенсивностей в спектре даже в том случае, если источник нестабилен во времени.

Конечно, фотопластинка – неудобный и неточный приемник, но имеются и фотоэлектрические *позиционночувствительные детекторы (ПЧД).* Самый известный из них – телевизионная приемная трубка. В разделе "ФЭУ" кратко описан принцип действия ПЧД на микроканаль-

ных умножительных пластинах, в пособии "Проводимость и фотопроводимость твердых тел" – ПЧД на полупроводниковых электронных структурах с переносом заряда (ПЗС-структуры).

Для жесткого УФ-излучения есть принципиальная возможность соединить в одном датчике полный анализ распределения интенсивности по длинам волн. Но это настолько сложно, что практического применения эти методы не нашли.

1.5.1 Энергетические единицы в системе СИ

Для более подробного знакомства с системами единиц измерения можно рекомендовать книгу [12].

Отправной точкой является ***ЭНЕРГИЯ*** излучения, измеряемая в джоулях. Остальные величины определяются отсюда как производные.

ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ, ***МОЩНОСТЬ*** – энергия в единицу времени.

СИЛА ИЗЛУЧЕНИЯ, ***СИЛА СВЕТА*** – отношение потока излучения к телесному углу, в котором он распространяется.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ – мощность, проходящая через единичную поверхность, расположенную перпендикулярно пучку. Она равна модулю вектора Умова–Пойнтинга, $\mathbf{S}=[\mathbf{E}\times\mathbf{H}]$ (в СИ) или (в СГС).

ПОВЕРХНОСТНАЯ ПЛОТНОСТЬ МОЩНОСТИ – отношение полного потока излучения к площади, через которую он проходит. От *интенсивности излучения* отличается тем, что взаимная ориентация пучка и площадки не оговаривается.

ОСВЕЩЕННОСТЬ – то же, что *ПОВЕРХНОСТНАЯ ПЛОТНОСТЬ МОЩНОСТИ*, но применяется к оценке облученности освещаемой поверхности.

СВЕТИМОСТЬ – световой поток, испускаемый с единичной поверхности.

ЯРКОСТЬ (лучистость) – сила излучения с единичной поверхности источника в направлении наблюдения, зависит от угла наблюдения. Если эта зависимость косинусная, то данный источник называется *ламбертовым*.

ОБЪЕМНАЯ ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ – энергия излучения в единичном объеме пространства.

ЭКСПОЗИЦИЯ – интеграл по времени от освещенности, т.е. полная энергия, упавшая на единичную поверхность.

1.5.2 Световые единицы

Световые единицы строят, отправляясь от реакции человеческого глаза на излучение. В основе всего лежит мера физиологического ощущения, возникающего при попадании в глаз определенного *потока излучения*, или *светового потока*. В системе СИ основной единицей является единица *силы света*, отношение *светового потока* к телесному углу, в котором он распространяется.

КАНДЕЛЛА – *сила света*, испускаемого абсолютно черным телом, находящимся при температуре 2042 К (температура затвердевания платины при нормальном давлении), с площади 1/60 см^2 в направлении нормали к поверхности. Яркость такого источника – 600 000 кд·м$^{-2}$.

СВЕТОВОЙ ПОТОК – интеграл от *силы света* по телесному углу. Единица измерения – *ЛЮМЕН*, *световой поток* в телесном угле 1 стерадиан при силе света 1 канделла. Связь с энергетическими единицами зависит от длины волны, поскольку от нее зависит *световая эффективность* излучения.

ОСВЕЩЕННОСТЬ – *световой поток* на единичную поверхность. Единица – *ЛЮКС*, *освещенность* при потоке 1 *люмен* на 1 м^2.

СВЕТОВАЯ ЭНЕРГИЯ (правильнее – *количество света*) – интеграл от светового потока по времени.

Остальные единицы определяются аналогично энергетическим.

Соотношение *светового потока* и *энергетического потока излучения* в зависимости от длины волны определяется ***СВЕТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ*** излучения различных длин волн некоторым стандартным человеческим глазом. Световая эффективность табулирована. Часто ее называют ***КРИВОЙ ВИДНОСТИ.***

На длине волны 555 нм (частота 5,4·10^{14} Гц)
1 Вт мощности излучения равен 683 лм.

Если принять это значение за единицу, можно построить *относительную* шкалу видности, К. Обе шкалы (абсолютную и относительную) мы здесь приводим ниже.

1.5.3 Внесистемные единицы

К внесистемным следует отнести в первую очередь такую часто используемую шкалу измерения потока излучения, как *квантовый поток*. Измеряется не энергия и не реакция глаза, а просто число квантов.

Часто вероятность фотопроцесса в широкой спектральной области не зависит от энергии фотонов, а каждый поглощенный квант дает одинаковый конечный эффект. Например, под действием УФ-излучения в спектральной области 60–320 нм салициловокислый натрий люминесцирует с *квантовым выходом*, равным 1, т.е. на один УФ-квант – один квант люминесценции. Спектр люминесценции (узкая полоса близ 400 нм) при этом неизменен, так что *суммарная яркость* свечения люминофора *зависит не от энергии* возбуждения, но *пропорциональна величине квантового потока.* В приведенном примере, на краях указанного диапазона, энергии облучения могут различаться почти в 6 раз, а интенсивность люминесценции будет одинаковой[1].

Таблица 1.5.1.

Энергетические единицы измерения света

	Величина	Обозначение	Размерность	Единицы
1.	Энергия излучения	*E, W*	L^2MT^{-2}	Дж
2.	Поток излучения (мощность)	*Φ*	L^2MT^{-3}	Вт
3.	Сила света	*I*	L^2MT^{-3}	Вт/ср
4.	Интенсивность излучения (модуль вектора Пойнтинга)	*S*	MT^{-3}	$Вт·м^{-2}$
5.	Поверхностная плотность мощности	*dΦ/dS*	– “ –	– “ –
6.	Освещенность	*E*	– “ –	– “ –
7.	Светимость	*R*	– “ –	– “ –
8.	Яркость	*B*	– “ –	$Вт/(ср.м^2)$
9.	Объемная плотность энергии	*u,w*	$L^{-1}MT^{-2}$	$Дж/м^3$
10.	Экспозиция	*H*	MT^{-2}	$Дж/м^2$

[1] Постоянство спектра и квантового выхода люминесценции в более или менее широкой спектральной области возбуждения характерно для многих веществ. Их используют для преобразования спектра измеряемого излучения в некоторый стандартный спектр, согласованный с областью максимальной чувствительности фотодетектора. Это позволяет строить измерительные системы с постоянной спектральной чувствительностью (в квантовой шкале).

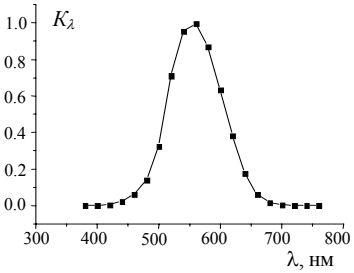


Рис. 1.5.1. *Кривая видности*

Соответственно, *экспозиция* определяется просто числом упавших (поглощенных) квантов, *сила излучения* – как отношение числа квантов, прошедших в единицу времени, к телесному углу и т.д.

Обычно приведенные в таблице 1.5.1 обозначения дополняют нижним индексом "э", чтобы отметить, что имеется в виду энергетическая, а не светотехническая система (см. следующий раздел).

Для монохроматического излучения соотношение между квантовой и энергетической шкалами однозначно и просто. Если известно, например, что на поверхность падает 10^{12} квантов в секунду на см^2 при длине волны 310 нм, т.е. $h\nu$=4 эВ, то ее *энергетическая* освещенность этим излучением равна:

$$E = 4\cdot10^{12}\cdot1{,}6\cdot10^{-19} = 6{,}4\cdot10^{-7}\ \text{Дж}\cdot\text{с}^{-1}\text{см}^{-2}. \qquad (1.5.1)$$

Таблица 1.5.2.

Световые единицы

	Величина	Обозначение	Размерность	Единицы
1.	Сила света	I	I	кд (канделла)
2.	Световой поток	Φ	I	лм (люмен)
3.	Световая энергия (количество света)	Q,Q_v	TI	лм·с
4.	Светимость	M,R	$L^{-2}I$	лм·м$^{-2}$
5.	Освещенность	E	$L^{-2}I$	лк(люкс)=лм·м$^{-2}$
6.	Яркость	B	$L^{-2}I$	кд·м$^{-2}$
7.	Световая экспозиция	$H=ET$	$L^{-2}TI$	лк·с
8.	Световая эффективность:			
	Абсолютная	$V=\Phi/\Phi_э$	V	лм/Вт
	Относительная	$K_\lambda=V_\lambda/V_{max}$		

Таблица 1.5.3.

Значения абсолютной и относительной световой эффективности (видности)

λ, нм	V, лм/Вт	K	λ, нм	V, лм/Вт	K
380	0,03	0,00004	580	594	0,870
400	0,27	0,0004	600	431	0,631
420	0,73	0,004	620	260	0,381
440	15,7	0,023	640	120	0,175
460	41,0	0,060	660	41,7	0,061
480	90,2	0,139	680	11,6	0,017
500	221	0,323	700	2,8	0,0041
520	485	0,710	720	0,72	0,00105
540	652	0,954	740	0,17	0,00025
560	680	0,995	760	0,04	0,00006

Здесь полезно также запомнить соотношение между длиной волны и энергией фотона:

$$h\nu\cdot\lambda = hc \approx 1240 \text{ (эВ·нм)}, \quad h\nu(\text{эВ}) \approx \frac{1240}{\lambda(\text{нм})}. \qquad (1.5.2)$$

Приведем также некоторые другие полезные единицы.

Длины волн:

1 мкм (микрон) $= 10^{-4}$ см $= 10^{-6}$ м
1 нм (нанометр) $= 10^{-7}$ см $= 10^{-9}$ м
1 A^{o} (ангстрем) $= 10^{-8}$ см $= 10^{-10}$ м

Энергия (фотонов, оптических переходов):

1 эВ (электронвольт) $= 1{,}6022\cdot10^{-19}$ Дж
$\cong 23{,}02$ ккал/моль
$\cong 8065$ см$^{-1}$

1 Ry (ридберг, энергия связи электрона $\cong 13{,}6$ эВ
в поле единичного заряда)
1 см$^{-1}$ $\cong 1239{,}851\cdot10^{-7}$ эВ $\cong 124\cdot10^{-6}$ эВ
или 1 нм$^{-1}$ $\cong 1240$ эВ

ВОЛНОВОЕ ЧИСЛО, $\tilde{\nu} = 1/\lambda$, часто используется как *мера частоты или энергии фотонов*, энергии элементарных (квантовых) возбуждений. Волновое число $\tilde{\nu} = 1$ см$^{-1}$ (один обратный сантиметр) имеет излучение с длиной волны λ=1 см, частотой $3 \cdot 10^{10}$ Гц и энергией кванта света 0,1240 10^{-3} эВ. Все эти величины (длина волны, волновое число, частота, энергия фотона) связаны *однозначно*, так что каждый пользуется какой-то одной, наиболее удобной ему шкалой. Поэтому не удивляйтесь, если на вопрос "Какова энергия фотона?" получите ответы типа "20000 см$^{-1}$" или "500 нм" вместо "2,48 эВ". Нужно только уметь быстро и просто переводить одни единицы в другие. И не забывайте соотношений (1.5.2) и число 1240!

Многие промышленные спектральные приборы проградуированы в шкале волновых чисел. И в научной литературе эта шкала используется чаще остальных.

1.5.4 Основные типы приемников излучения

Любая приемная измерительная система состоит из датчика измеряемой величины и блоков, обеспечивающих его работу (питание, охлаждение и т.д.), преобразование сигнала в удобную для экспериментатора форму и усиление его.

Мы ограничимся рассмотрением датчиков, используемых для электрической регистрации сигнала. Требования к внешним блокам и к их конструкции полностью определяются свойствами датчика и нашими претензиями: особенностями решаемой задачи, удобствами сопряжения их с остальными компонентами экспериментальной установки, просто удобствами для экспериментатора. Максимум, чего можно требовать от внешних блоков, – наиболее полного использования и передачи информации, содержащейся в сигнале датчика, но, как мы скоро увидим, параметры и даже работоспособность датчика очень сильно зависят от режима его работы, определяемого и обеспечиваемого внешними блоками. Рассматривая датчики и протекающие в них *физические процессы* превращения световой энергии в электрическую, мы сможем определиться и в основных требованиях, предъявляемых к внешним блокам. А с их устройством Вы сможете ознакомиться по описаниям приборов, с которыми Вам придется иметь дело.

Все приемники, независимо от типа и механизма преобразования, могут быть охарактеризованы стандартным набором параметров. Приведем основные из них.

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ – отношение величины сигнала датчика (приемника излучения) *к мощности поглощаемого излучения* или к *величине квантового потока*. Соответственно, характеризуют чувствительность либо *коэффициентом преобразования* (В/Вт, А/Вт), либо *квантовым выходом*. В последнем случае и величина выходного сигнала измеряется не количеством электричества или напряжением, а количеством элементарных актов реакции приемника на излучение. Это могут быть эмитированные электроны (в вакуумном фотоэлементе), "одноэлектронные импульсы" на выходе ФЭУ (см. раздел 1.7.2) и т.д.

Для практических целей удобно калибровать чувствительность датчика не к поглощенному потоку, а к падающему. Надо всегда знать, на какой именно поток датчик откалиброван.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА – зависимость чувствительности от длины волны (частоты) излучения.

ПОСТОЯННАЯ ВРЕМЕНИ τ – время установления сигнала на выходе при ступенчатом изменении освещенности.

СОБСТВЕННЫЕ ШУМЫ – сигнал на выходе затемненного датчика.

ЭКВИВАЛЕНТ СВЕТОВОЙ ШУМА (*NEP – Noise Equivalent Power*) или ***ПОРОГОВЫЙ ПОТОК*** – минимальная величина регистрируемого светового потока. Принято считать, что зарегистрировать можно поток, дающий сигнал, равный собственным шумам устройства, так что пороговый поток – отношение величины шумов к чувствительности.

ОБНАРУЖИТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ – величина, обратная пороговому потоку.

ДИНАМИЧЕСКИЙ ДИАПАЗОН – диапазон допустимых значений светового потока, в котором данный приемник может быть использован. Нижняя граница этого диапазона равна *NEP*. Верхняя обычно лимитируется либо областью линейности преобразования (зависит от температуры), либо параметрами измерительной системы, например – ее быстродействием при работе ФЭУ в счетном режиме, см. раздел 1.7.2, стр. 74.

По принципу действия все датчики интенсивности света (освещенности) можно разделить на две группы: ***ТЕПЛОВЫЕ*** и ***КВАНТОВЫЕ***.

И те, и другие на первом этапе так или иначе *преобразуют энергию электромагнитного излучения в энергию другого вида* – тепловую, химическую, электрическую. В тепловых приемниках можно затем электрическими методами проконтролировать изменения температуры.

ХИМИЧЕСКИЕ ПРИЕМНИКИ **–** хорошо известные фотоэмульсии и иные аналогичные системы, в которых под действием света могут происходить химические превращения.

Способы выявления произошедших фотопревращений могут быть различны. Не обязательно химическое проявление, как в фотоэмульсиях. Иногда, например, продукты фотохимической реакции имеют специфическую окраску и могут быть обнаружены по оптическим спектрам. Различных методов много, но они не являются предметом нашего рассмотрения по той причине, что в любом случае процесс измерения очень долог и датчик за время экспозиции претерпевает необратимые изменения. Потому фотоприемники этого типа не используются для измерения интенсивностей излучения, а применяются как актинометры, т.е. измерители набранной экспозиции, причем за довольно большие промежутки времени. Иногда – за доли секунды, но часто – за часы…, дни…, недели.

Существуют, например, актинометры, чувствительные к ближнему УФ, которые позволяют правильно дозировать время пребывания на Солнце, чтобы не обгореть. Можно наклеить цветную полоску на плавки и быстро уходить с пляжа, когда она обесцветится. Будет загар "по науке"![1]

ТЕПЛОВЫЕ ПРИЕМНИКИ – это болометры, термостолбики, оптико-акустические преобразователи и др. В них *свет нагревает* поглощающее вещество (чаще всего – пластинку с зачерненной поверхностью), а температура измеряется затем либо по изменению проводимости подложки (болометры), либо по ЭДС соединенных с ней термопары или термостолбика (термостолбик – это несколько термопар, включенных последовательно), либо по амплитуде акустических волн, возникающих на частоте модуляции оптического излучения из-за термического расширения или деформации приемной площадки. *Принципиальная особенность таких приемников заключается в том, что*

[1] Если быть точным, то **ВСЕ** другие фотоприемники, которые мы будем рассматривать, тоже измеряют экспозиции – количество поглощенной энергии (или число квантов) за определенное время. Просто в случае, если это время мало по сравнению со временем эксперимента и датчик позволяет проводить бесчисленное количество измерений с достаточно большой частотой, мы получаем достоверную информацию о величине и изменении **интенсивности** во времени.

регистрируются изменения термически равновесных характеристик приемника, а свет лишь изменяет температуру.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ ДИАПАЗОН таких датчиков весьма широк, от УФ- до далекой ИК-области. Он ограничивается только возможностью создания хорошей неотражающей поверхности. В этом – очень существенное их преимущество перед датчиками других типов.

ЛИНЕЙНОСТЬ преобразования удовлетворительна, но невелика и обычно *диапазон линейности (динамический диапазон датчика)* узок. Во-первых, термически равновесные параметры (проводимость, термо-ЭДС, коэффициент расширения) нелинейно зависят от температуры, а во-вторых, температура в общем случае нелинейно зависит от мощности облучения, так что лишь в очень узкой области можно пренебречь нелинейными членами в реальной зависимости измеряемого параметра (проводимость, ЭДС, объем) от поглощаемой световой мощности.

ПОСТОЯННАЯ ВРЕМЕНИ также довольно велика, в лучшем случае – десятки миллисекунд. Она ограничивается теплоемкостью и теплопроводностью элементов конструкции.

КВАНТОВЫЕ ПРИЕМНИКИ – те, в которых используются свойства *неравновесных элементарных возбуждений,* возникающих при поглощении фотона.

Здесь в явном виде эксплуатируется тот факт, что энергия фотона, за исключением далекой ИК-области, много превышает kT, среднюю энергию возбуждения частицы при температуре T (k – постоянная Больцмана). При комнатной температуре $kT \approx 0{,}025$ эВ, а энергия фотона с длиной волны 800 нм $h\nu \approx 1{,}5$ эВ (см. соотношение (1.5.2)). Вероятность термической генерации возбуждения с такой энергией $\approx 10^{-26}$.

Большинство широко распространенных датчиков используют фотоионизацию вещества, либо внутреннюю (в полупроводнике), либо внешнюю (отрыв электрона в вакуум от молекулы или твердого тела).

Типичные примеры квантовых датчиков – фотосопротивления, твердотельные фотоэлементы на p–n-переходах, вакуумные фотоэлементы и фотоэлектронные умножители. В первых двух свет возбуждает электроны в полупроводнике, что приводит к увеличению проводимости или, при наличии внутреннего поля, возникновению ЭДС (фото-ЭДС). В последних свет выбивает электроны в вакуум, возникает электронный поток, который может быть измерен непосредственно (фотоэлемент), либо после усиления в динодной системе ФЭУ. В области

жесткого ультрафиолета применяются также газонаполненные фотоионизационные датчики, например, счетчики Гейгера, в которых квант отрывает электрон от молекулы наполняющего счетчик газа и образовавшаяся пара зарядов инициирует разряд.

В квантовых датчиках каждый фотон преобразуется в выходной сигнал независимо от других и *ЛИНЕЙНОСТЬ* преобразования обычно простирается до довольно больших интенсивностей. Она ограничивается обычно вторичными процессами: нагревом фоторезистора или фотоэлемента протекающим по ним током, падением напряжения на конечном сопротивлении материала фотокатода, зарядкой динода ФЭУ из-за ограниченной емкости и т.д.

БЫСТРОДЕЙСТВИЕ также велико, поскольку *постоянная времени* ограничивается у них не тепловыми, а электронными процессами, так что может быть весьма малой, до 10^{-10} с в специальных ФЭУ и счетчиках Гейгера.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ ДИАПАЗОН обычно ограничен и *чувствительность* может существенно зависеть от длины волны. Это – предмет особого рассмотрения для каждого типа датчика, иногда – для каждого экземпляра идентичных датчиков.

К квантовым следует отнести и фотохимические детекторы, например, материалы для фотографии, фотохимические и ионизационные актинометры и т.д. В них также первопричиной процессов, приводящих к образованию регистрируемых эффектов (изменение состава, цвета, структуры фоточувствительного материала), является неравновесное возбуждение или внутренняя ионизация. Однако эти приемники непригодны для текущих измерений с получением немедленного ответа, а потому относительно редко используются в физическом эксперименте.

1.6 ТЕПЛОВЫЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Важными свойствами тепловых приемников, определяющими во многих случаях целесообразность их применения, являются пригодность для абсолютных измерений энергии излучения и постоянство чувствительности в очень широкой области спектра.

Принцип действия тепловых приемников основан на измерении мощности поглощаемого излучения по возникающему изменению температуры и зависящих от нее равновесных параметров материала – формы, проводимости… Для того, чтобы падающее излучение поглощалось полностью, достаточно покрыть поверхность приемника каким-либо неотражающим покрытием. Существенно, что к этим покрытиям предъявляется *только* требование минимального отражения в возможно более широкой спектральной области.

Здесь наиболее удобны черни, состоящие из металлических микрокристаллов средним размером 2…5 нм. Они практически полностью поглощают излучение в диапазоне частот 50…50000 $см^{-1}$ (длины волн от 0,2 мм до 200 нм).

В низкочастотной части этого диапазона, средней и дальней ИК-области спектра (частоты меньше 5000 $см^{-1}$) тепловые приемники являются основным видом приемников для спектроскопии. В видимой и ультрафиолетовой области (частоты выше 13000 $см^{-1}$) они используются только в специальных случаях как неселективные или абсолютные.

По принципу действия, т.е. способу преобразования температуры в измеряемый электрический сигнал, тепловые приемники делятся на термоэлементы, болометры, пироэлектрические и оптико-акустические (пневматические) приемники.

1.6.1 Основные параметры тепловых приемников

Чувствительность (вольт-ваттная чувствительность) может быть определена только коэффициентом преобразования световой мощности в электрический сигнал (В/Вт). Чем выше чувствительность, тем, обычно, проще усилительный тракт для работы с приемником.

Обнаружительная способность и ***пороговый поток***. Мощность шумов приемника пропорциональна размеру приемной площадки и ширине регистрируемой полосы частот усилительного тракта, поскольку спектр шумов – сплошной. Измеряется, правда, не мощность выходного сигнала, а ЭДС, пропорциональная корню квадратному из

мощности. Следовательно, шум пропорционален корню из полосы пропускания. Пороговая чувствительность обычно приводится к единичной площади приемника и к ширине полосы пропускания измерительного тракта в 1 Гц. Для лучших тепловых приемников, работающих при комнатной температуре, пороговый поток составляет примерно 10^{-10} Вт/Гц$^{1/2}$, что близко к теоретическому пределу, обусловленному тепловыми шумами при этой температуре.

Постоянная времени (τ) тепловых приемников относительно велика, так что для регистрации быстропеременных процессов они непригодны. С другой стороны, даже постоянный световой поток желательно модулировать для того, чтобы уменьшить мощность шумов типа $1/f$. Для уменьшения τ приемные площадки стараются делать как можно легче. Удается изготавливать высокочувствительные тепловые приемники с постоянной времени порядка 0,05 с, что позволяет работать на частоте модуляции около 10 Гц.

1.6.2 Элементы теории тепловых приемников

Неосвещенный приемник находится в тепловом равновесии с окружением. Его приемная площадка имеет температуру T_0.

Поглощаемый световой поток повышает ее температуру до T_1, что сопровождается переносом тепла от приемной площадки к окружению. Перенос тепла тем больше, чем больше разность $\Delta T = T_1 - T_0$. Рост температуры освещенной приемной площадки прекратится, когда установится баланс (равенство) между потоком энергии, переносимой на площадку светом, и потоком тепла от нагретой площадки к окружению. Имеются три канала обмена тепловой энергией между приемной площадкой и окружением: тепловое излучение (в инфракрасной области спектра), теплопроводность газового окружения и теплопроводность элементов конструкции, поддерживающих площадку и обеспечивающих электрические соединения:

$$W = S\sigma(T_1^4 - T_0^4) + SA(T_1 - T_0) + B(T_1 - T_0). \qquad (1.6.1)$$

Здесь W – мощность светового потока,

S – полная площадь приемной площадки,

σ, A, B – константы, характеризующие излучательную способность приемной площадки, теплопроводность газа и теплопроводность несущих элементов соответственно.

Поскольку $\Delta T = T_1 - T_0$ всегда мало, из (1.6.1) имеем

$$W \approx (4S\sigma T^3 + SA + B)\Delta T = \beta \Delta T\,, \qquad (1.6.2)$$

где $\beta = 4S\sigma T^3 + SA + B$ – коэффициент, характеризующий суммарную теплоотдачу. Или

$$\Delta T = W/\beta.$$

Очевидно, чем меньше β, тем выше вольтваттная чувствительность приемника. При изготовлении высокочувствительных приемников стремятся уменьшать площадь приемной площадки, помещают ее в вакуум, уменьшают теплопроводность элементов конструкции. Уменьшение площади и вакуумирование приемника понижает также шумы, а с ними и пороговый поток.

Однако, одновременно увеличивается инерционность приемника:

$$\tau = cm/\beta, \qquad (1.6.3)$$

где c – удельная теплоемкость приемной площадки, m – ее масса.

Для уменьшения постоянной времени используют конструкции с минимальной теплоемкостью, но иногда приходится искусственно увеличивать теплопроводность элементов конструкции или увеличивать конвекционное охлаждение, отказываясь от вакуумирования.

1.6.3 Термоэлементы

Термоэлементы – наиболее распространенный вид тепловых приемников. В простейшем варианте термоэлемент представляет собой термопару, один из спаев которой находится в тепловом контакте с приемной площадкой (рис. 1.6.1). При нагревании площадки в цепи возникает термо-ЭДС (V_t), пропорциональная разности температур нагреваемого и холодного (на баллоне) концов термопары:

$$V_t = E_t \Delta T = E_t \cdot W/\beta, \qquad (1.6.4)$$

где E_t – дифференциальная термо-ЭДС.

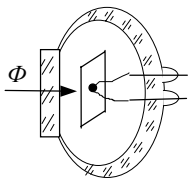


Рис. 1.6.1 *Схематическое изображение вакуумного термоэлемента.*

Световой поток Ф нагревает приемную площадку; ее температура измеряется термопарой.

Вольтваттная чувствительность термопары тем больше, чем больше E_t. Любая пара разнородных проводящих материалов характеризуется определенным значением E_t, обычно очень малым, меньше 1

мкВ/К. Но некоторые сочетания обнаруживают большие значения E_t. Для металлов и сплавов с металлическим типом проводимости максимальные значения E_t достигаются для термопар висмут–сурьма (100 мкВ/К) и хромель–копель (60 мкВ/К). Для контактов с полупроводниками термо-ЭДС могут быть еще выше (для CuO – Cu_2O E_t = 1900 мкВ/К), однако растут и шумы.

Чувствительность практически используемых термоэлементов достигает 2 – 20 В/Вт. Учитывая реальные значения чувствительности, порогового потока ($\sim 10^{-10}$Вт) и термо-ЭДС, легко убедиться, что изменение температуры приемной площадки имеет порядок $10^{-2}…10^{-3}$ K даже при световых потоках в 1000…100 раз превышающих пороговый уровень. Очевидно, что необходимо принимать специальные меры для уменьшения влияния нестабильности температуры окружающей среды на выходной сигнал приемника. Практически всегда используется метод компенсации: приемник выполняется как комбинация двух идентичных термоэлементов, включенных навстречу друг другу. Измеряемое излучение направляется на приемную площадку одного термоэлемента, в котором генерируется термо-ЭДС полезного сигнала. Термо-ЭДС, вызванные нестабильностью температуры, генерируются в обоих термоэлементах и компенсируются тем точнее, чем ближе их характеристики. Флуктуации температуры принадлежат к обширному классу шумов со спектральной плотностью $1/f$ (f – частота). Наибольшую амплитуду в таком шуме имеют низкочастотные составляющие, и без фильтрации шум этого типа проявляется как “дрейф” показаний регистрирующего прибора. Его величина и знак изменяются во времени. Эффективным средством подавления такого шума является регистрация предварительно модулированного излучения с узкополосным усилением на частоте модуляции. Для этого необходимо использовать достаточно малоинерционные приемники (см. выше).

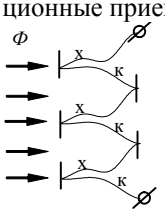


Рис. 1.6.2. *Термостолбик – несколько соединенных последовательно термопар. Левые (на рисунке) спаи хромель–копель (х-к) соединены с приемными площадками, перекрывающими весь световой поток Ф.*

Разумеется, наряду с термокомпенсацией и модуляцией излучения используются обычные средства термостатирования: герметизация и экранирование приемника с помощью подходящего кожуха. Для долговременного поддержания вакуума в баллоне он обычно снабжается ад-

сорбционным поглотителем, который играет роль постоянно действующего насоса.

Если световой поток нельзя или неудобно фокусировать на малую приемную площадку, делают так называемые термостолбики (термобатареи), соединяя последовательно необходимое число термоэлементов, чтобы перехватить весь световой поток (рис. 1.6.2).Усиление электрического сигнала от термоэлемента представляет непростую задачу, поскольку малое выходное напряжение термоэлемента сочетается с малым внутренним сопротивлением, порядка десяти Ом. Для усиления постоянных микровольтовых напряжений от таких источников используются гальванометрические (фотокомпенсационые) усилители; для усиления на переменном токе – специальные избирательные усилители.

1.6.4 Болометр

Другим распространенным типом неселективных приемников излучения является болометр. В сущности, болометр – это терморезистор, т. е. резистор, сопротивление которого зависит от температуры.

В простейшем варианте болометр имеет конструкцию, проще которой уже трудно что-нибудь придумать: это закрепленная на двух электродах тонкая черненая металлическая ленточка. На худой конец, в качестве болометра может быть использована лампа накаливания.

При облучении ленточка нагревается и изменяется ее сопротивление, что и служит мерой поглощаемой световой мощности:

$$\mathbf{r}_{ph} = \mathbf{r}(1+ \alpha\Delta T) = \mathbf{r}(1+W\alpha/\beta) \ , \qquad (1.6.5)$$

где $\mathbf{r}$ – сопротивление неосвещаемой ленточки болометра,
$\mathbf{r}_{ph}$ – ее сопротивление при освещении,
α – температурный коэффициент сопротивления материала ленты.

Если болометр подключить к источнику напряжения U последовательно с большим сопротивлением R, на нем возникнет напряжение “сигнала”:

$$U_{ph} = \mathbf{r}_{ph}U/(R+\mathbf{r}) \cong \mathbf{r}(1+W\alpha/\beta)U/R = \mathbf{r}(1+W\alpha/\beta)I. \qquad (1.6.6)$$

Однако, такой способ включения болометра сколь прост, столь же и неудобен, так как обычно величина $W\alpha/\beta << 1$ и малый полезный сигнал, несущий информацию о световом потоке, оказывается стоящим на большой бесполезной и, следовательно, вредной “подставке”. “Под-

ставка" не остается строго постоянной, так как величины U, R, I, β, $\mathbf{r}$ зависят от температуры окружающей среды, от напряжения сети и целого ряда других плохо контролируемых факторов. В том числе – от наличия или отсутствия сквозняков в помещении, что влияет на теплообмен баллона болометра с окружением.

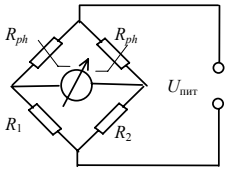


Рис. 1.6.3. *Мостовая схема для измерений с двумя идентичными болометрами.*

Бесполезную "подставку" можно убрать либо использованием мостовой схемы с двумя идентичными болометрами (рис. 1.6.3), либо модуляцией (периодическим прерыванием) светового потока и измерением только переменной составляющей сигнала U_{ph}.

Обычно оба метода используются одновременно. При этом

$$U_{ph} = I\mathbf{r}W\alpha/\beta. \qquad (1.6.7)$$

Несколько слов о конструкции реальных болометров, выборе материалов и величины питающего тока.

Ленточки болометра, так же, как и термоэлемент, монтируют обычно в стеклянном баллоне, снабженном "дежурным" адсорбционным насосом и окном из материала, прозрачного в нужной спектральной области. Баллон помещается в металлический экран.

Обсуждать выбор материалов и величины тока достаточно сложно, так как все коэффициенты, входящие в выражение для U_{ph}, взаимосвязаны. Попытаемся все же это сделать, не претендуя на полноту рассуждений и, следовательно, на их абсолютную корректность.

Формулы легко показывают, что чем больше температурный коэффициент α при прочих равных условиях, тем лучше. Обратившись к справочникам, мы без труда (но, может быть, не без удивления) обнаружим, что для подавляющего большинства чистых металлов температурный коэффициент сопротивления почти одинаков и составляет $(4...5)\cdot10^{-3}$ $К^{-1}$. Такое однообразие обусловлено одинаковостью механизма рассеяния электронов, ускоряемых электрическим полем. Для чистых металлов преобладающий механизм рассеяния – рассеяние на фононах. Концентрация же "фононного газа" растет с ростом температуры для всех веществ практически одинаково.

Таким образом, с точки зрения величины α почти безразлично, какой из чистых металлов мы выбираем.

Для сплавов α всегда меньше, чем для входящих в их состав металлов, так как в сплавах "подключается" другой механизм рассеяния электронов – рассеяние на дефектах кристаллической структуры, концентрация которых от температуры не зависит. Среди сплавов есть и такие, где рассеяние на фононах практически не играет роли по сравнению с рассеянием на дефектах. Это высокоомные сплавы с почти нулевым температурным коэффициентом сопротивления (константан, манганин), используемые для изготовления прецизионных резисторов, в частности, резисторов мостовой схемы болометра. Во всяком случае, на роль оптимальных материалов для изготовления ленточек болометра сплавы претендовать не могут. (Попутно отметим, что для изготовления прецизионных резисторов используется, главным образом, манганин, у которого температурный коэффициент α больше, чем у константана, но зато он легко смачивается оловянными припоями и не имеет термо-ЭДС в паре с медью.)

Большой отрицательный температурный коэффициент сопротивления могут иметь полупроводники, где упомянутые выше причины зависимости (или независимости) сопротивления от температуры отступают на второй план по сравнению с экспоненциальной температурной зависимостью концентрации свободных носителей заряда. Проводимость полупроводника:

$$\sigma \approx T^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) \qquad (1.6.8)$$

где ΔE – ширина запрещенной зоны. В примесном полупроводнике вместо $\Delta E/2$ фигурирует еще меньшая величина.

Однако полупроводниковые болометры применяются достаточно редко и обсуждать их подробно мы не будем.

Теперь о величине сопротивления **r** и выборе металла для его изготовления. Размеры ленточки болометра (длина, ширина) выбираются исходя из размеров сечения светового пучка на выходе монохроматора (т. е. исходя из размеров выходной щели монохроматора или размеров ее изображения), а толщина – из соображений достаточной механической прочности и жесткости. Таким образом, задача сводится к выбору металла, для которого величина удельного сопротивления ρ была бы максимальной, а теплопроводность (т. е. величина $\lambda \cong 1/\beta$) – минимальной. К счастью, эти требования совпадают.

Дело в том, что и тепло- и электропроводность в проводниках определяются свойствами электронной подсистемы и прямо пропорцио-

нальны концентрации электронов и их подвижности. Отношение этих величин практически одинаково для всех проводников.

В отличие от α, величина ρ для разных металлов может различаться почти на два порядка. Рекордсменом является, по-видимому, висмут, имеющий $\rho = 1{,}2 \cdot 10^{-4}$ Ом·м. Минимальные для металлов значения ρ имеют серебро и медь, $0{,}016 \cdot 10^{-4}$ и $0{,}017 \cdot 10^{-4}$ Ом·м соответственно. Они же обладают наибольшей из всех металлов теплопроводностью. Теперь должно быть понятно, что ленточки болометров делаются из висмута, хотя он хрупок и потому не удобен в работе.

Несколько слов о величине питающего тока *I*. Дело в том, что питающий ток не безобиден, он нагревает ленточки болометра. Это нагревание допустимо до тех пор, пока остается справедливым приближенное выражение вида

$$T_1^4 - T_0^4 \cong 4T^3 \Delta T. \qquad (1.6.9)$$

В противном случае формула, описывающая работу болометра, становится неверной, его чувствительность падает, а при чрезмерном токе болометр превращается из приемника излучения в его источник – в обыкновенную лампу накаливания.

Таким образом, простота болометра по сравнению с термоэлементом иллюзорна. Неоспоримое же его преимущество заключается в том, что болометр можно питать переменным током достаточно высокой частоты и, следовательно, для усиления полезного сигнала использовать высокочувствительные резонансные усилители, которые легко конструируются на современной элементной базе. Однако усилитель оказывается довольно сложным, поскольку включает:

а) усилитель “высокой” частоты (частоты питания болометра, обычно 4 – 10 кГц);

б) детектор высокой частоты, выделяющий сигнал на частоте модуляции светового потока (обычно около 10 Гц);

в) детектор – демодулятор, выделяющий постоянный “оптический” сигнал;

г) фильтр, определяющий полосу пропускания усилительного тракта (для работы вблизи порога чувствительности ширина полосы пропускания должна быть 1 – 0,1 Гц).

Изготовление высококачественных тепловых приемников до настоящего времени остается искусством, секреты которого немногочисленные фирмы–изготовители (некоторые состоят из одного человека) тщательно охраняют. В зарубежных инфракрасных спектрометрах ис-

пользуются, как правило, вакуумные термоэлементы. Отечественные спектрофотометры типа ИКС производства ЛОМО имеют в качестве приемников висмутовые болометры. В дальней ИК-области (частоты меньше 200 $см^{-1}$) обычно требуются приемники с гораздо большей приемной площадкой. В этом случае используют обычно пироэлектрические или оптикоакустические приемники.

Предупреждение для будущих молодых специалистов

Высокочувствительные тепловые приемники – весьма субтильные создания. Ток порядка 10 мА их сжигает. Обычные причины выхода из строя спектрального прибора с термоэлементом или болометром:

а) попытка проверить стандартным тестером, не перегорел ли приемник. Он перегорает в момент измерения. Тестер – довольно грубый прибор, не предназначенный для тонких работ;

б) попытка паять схему усилителя, подключенного к приемнику, электропаяльником, подключенным к сети электропитания (даже через понижающий трансформатор). На жале паяльника из-за утечек часто возникает напряжение в несколько вольт, вполне достаточное для пережигания приемника.

в) корпус приемника должен быть термостатирован или хотя бы защищен от случайных колебаний температуры – от форточек, от излучения или тепловых потоков лампочек или паяльников…

Правила безопасности (для приемника)

1. Для проверки целости приемника собирать специальный пробник на базе достаточно чувствительного микроамперметра и предварительно проверять его в режиме короткого замыкания: ток через микроамперметр должен быть порядка нескольких микроампер.

2. При необходимости паять на усилителе, подключенном к приемнику, взять за правило включать паяльник в другом конце комнаты, так, чтобы длина шнура не позволяла дотянуться до схемы включенным паяльником. Паять на тепловой инерции разогретого паяльника.

1.7 ФОТОЭЛЕКТРОННЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) – очень распространенный и во многих случаях незаменимый детектор излучения. Он позволяет регистрировать и предельно слабые, и довольно интенсивные потоки. От единиц до $10^{10}…10^{12}$ фотонов в секунду. Постоянная времени - порядка $10^{-8}…10^{-10}$ с, т.е. допускает весьма высокие частоты модуляции. Может быть размещен на воздухе и в вакууме. На выходе дает легко измеримый сигнал. Все это с лихвой компенсирует неудобства, связанные с необходимостью использования высоковольтных блоков питания (0,5…2,5 кВ) и довольно большими габаритами ФЭУ.

Впервые разработан и предложен Л.А. Кубецким в 1930–34 г.г.

1.7.1 Устройство и основные узлы фотоэлектронного умножителя

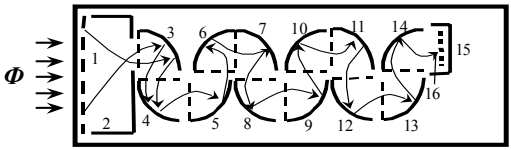


Рис. 1.7.1 *Схематичное изображение устройства ФЭУ.*

Пояснения в тексте.

Схема ФЭУ приведена на рис. 1.7.1 (этот и некоторые другие рисунки воспроизведены из [13]). Фотоэлектронный умножитель состоит из фотокатода 1, катодной камеры 1 – 3, динодной системы 3 – 14 и анодного узла 14 – 16, размещенных внутри вакуумного объема. Световой поток Ф поглощается фотокатодом, эмитирующим в вакуум электроны. В электростатическом поле, создаваемом электродами катодной камеры, электроны ускоряются и фокусируются на первый динод 3. Ускоренный первичный электрон способен выбить с поверхности несколько вторичных, медленных[1]. Умноженные на первом диноде, вторичные электроны ускоряются и фокусируются на второй динод… Далее этот процесс повторяется на всех каскадах и с последнего динода усиленный электронный поток собирается анодом. Каждый динод работает и анодом, собирая электроны с предыдущего, и катодом, эмитируя усиленный поток. Отсюда и название – *динод*.

[1] Отношение числа вторичных электронов к числу первичных называется ***коэффициентом вторичной эмиссии*** и обычно обозначается буквой σ.

1.7.1.1 Фотокатод

Конструкция ФЭУ должна обеспечить оптимальные условия попадания светового излучения на фотокатод (оптический вход ФЭУ), поэтому применяются различные геометрические расположения фотокатода относительно оси вакуумной колбы и различные материалы входных окон.

Для регистрации *несфокусированного* излучения используется торцевой оптический вход, изображенный на рис. 1.7.1. В этом случае ***ПОЛУПРОЗРАЧНЫЙ ФОТОКАТОД***, работающий "на просвет" (излучение попадает на фотокатод со стороны подложки), формируется при изготовлении в виде тонкой пленки непосредственно на плоском входном окне. Диаметр фотокатода может превышать 250 мм, но наиболее широко применяются ФЭУ с диаметрами рабочей площади от 5 до 50 мм.

Сфокусированные световые пучки можно регистрировать и с фотокатодом малой площади, в том числе – работающим "на отражение" (излучение попадает на фотокатод со стороны вакуума). Входное окно при этом располагается или на торце, или на боковой стенке колбы, а фотокатодом является первый динод, отличающийся от остальных в основном – покрытием.

В этом случае мы имеем ***МАССИВНЫЙ ФОТОКАТОД***, формируемый на *металлической*, т.е. хорошо проводящей поверхности. Он имеет существенные преимущества перед ***ПОЛУПРОЗРАЧНЫМ*** и по эмиссионным свойствам и, главное, по электрическим. Дело в том, что материал фотокатода – полупроводник с невысокой и сильно зависящей от температуры проводимостью. Электрод к *полупрозрачному фотокатоду* может быть подведен только по периферии, так что при больших интенсивностях света и, соответственно, больших токах эмиссии проводимость *вдоль* тонкой пленки от периферии к центру может оказаться недостаточной. Особенно если фотокатод придется охлаждать для уменьшения темнового тока. В *массивном фотокатоде* ток от металлического электрода к поверхности течет не вдоль, а поперек слоя и ограничений по величине фототока практически не возникает.

1.7.1.2 Катодная камера

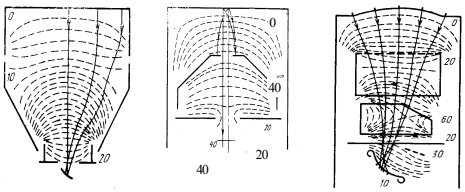
Катодная камера ФЭУ образуется поверхностями фотокатода и первого динода, а также расположенными между ними электродами, форма и распределение потенциалов на которых определяют ее электронно-оптические свойства. У неё две функции: вытягивание электро-

нов с фотокатода и фокусировка их на первый динод. Отсюда и характеристические параметры.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ, т.е. коэффициент сбора электронов с фотокатода на первый динод.

ОСТРОТА ФОКУСИРОВКИ, определяющая допустимое отношение рабочих площадей фотокатода и первого динода.

РАЗБРОС ВРЕМЕН ПРОЛЕТА ЭЛЕКТРОНОВ, вылетающих с различных точек фотокатода. Он приводит к неопределенности времени задержки импульса на выходе ФЭУ относительно момента поглощения фотона и определяет крутизну фронта и временную ширину многоэлектронного импульса, см. раздел 1.7.2.4, стр. 80.



а) *б)* *в)*

Рис. 1.7.2 *Некоторые варианты электронооптических систем для ФЭУ с торцевым входом.*

Числа у электродов – потенциалы.

На рис. 1.7.2 показаны три типа катодных камер ФЭУ с торцевым входом (и полупрозрачным фотокатодом). Ради улучшения эффективности сбора фотоэлектронов и, главное, ради уменьшения разброса времен их пролета из разных точек фотокатода, иногда приходится собирать довольно сложные электронооптические системы, как у ФЭУ-87 (рис. 1.7.2 *в*).

1.7.1.3 Динодная система

Материал динода и энергия падающих на него электронов определяют только коэффициент вторичной эмиссии. Кроме него, умножительные свойства каждого каскада и динодной системы в целом зависят и от следующих параметров, чувствительных к конструкции системы:

ЭФФЕКТИВНОСТЬ, т.е. отношение величины усиления динода к коэффициенту вторичной эмиссии применяемого материала. Эффективность может быть меньше единицы из-за возможного выталкивания электронов объемным зарядом за пределы динода-мишени. В ***жалюзийных системах*** возможен также прямой пролет электронов минуя ближайший динод на следующий, между жалюзями.

Разброс времен пролета электронов на каскад, определяющий быстродействие системы – ширину одноэлектронного импульса на выходе ФЭУ.

Величина градиента потенциала у эмитирующей поверхности, от которой зависят и быстродействие, и линейность световой характеристики. Нелинейность возникает в основном, на последних каскадах, где велики плотности тока. При малом градиенте потенциала медленные вторичные электроны могут создать объемный заряд у поверхности эмитирующего динода, достаточный для того, чтобы часть электронов вернулась на динод[1].

Острота фокусировки, определяющая критичность выполнения заданных геометрических размеров и распределения потенциалов на электродах.

Рабочая площадь, определяющая токоустойчивость и постоянство характеристик в широком диапазоне интенсивностей, а значит, и величин токов на динодах.

Обратная связь в динодной системе, возникающая при переносе возбуждения в сторону фотокатода.

Обратная связь может возникать вследствие *ионизации* молекул остаточных газов либо *возбуждения люминесценции* поверхностей или остаточных газов электронным ударом. Положительный ион вытягивается полем в сторону, противоположную электронному потоку и, упав на динод, выбивает из него электроны, включающиеся в общий поток. Генерируемый квант люминесценции также может поглотиться и создать дополнительный "затравочный" фотоэлектрон где-нибудь близ первого динода.

Конструкции динодных систем бывают различны. В основном, в выпускаемых промышленно ФЭУ используются *коробчатые* системы, *жалюзийные, корытообразные*. Реже – *системы с непрерывным динодом*, но в последние годы и они получили довольно широкое распространение.

В коробчатой системе (рис. 1.7.3 *а,б*) динод представляет собой часть поверхности цилиндра (в сечении обычно 1/4 окружности), закрытую с торцов крышками. Эта система характеризуется неострой фоку-

[1] Так же и в вакуумном диоде, кенотроне. Для полного сбора на анод термоэлектронов, испущенных катодом, т.е. насыщения анодного тока, требуются анодные напряжения порядка ста вольт.

сировкой электронов, малой напряженностью электрического поля у поверхности динода и малой величиной его рабочей площади.

Достоинства коробчатой системы – высокая эффективность каскада (~95%) при использовании различных типов вторично-эмиссионных поверхностей (SbCs и BeO на CuBe), жесткость формы динода, почти полная экранировка пролетных промежутков от влияния крепежных изоляторов, компактность. Широко применяется при создании малошумящих механически устойчивых ФЭУ.

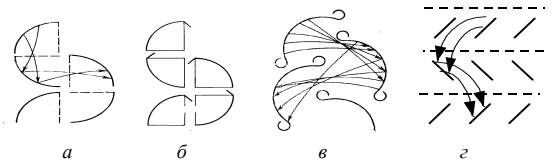


Рис. 1.7.3. *Динодные системы ФЭУ.*

Пояснения в тексте.

КОРЫТООБРАЗНЫЕ ДИНОДЫ (рис. 1.7.3*в*) – почти то же самое, что и коробчатые, но у них нет боковых стенок, а форма поверхности динода обеспечивает нужную фокусировку электронов. В системах с острой фокусировкой используются различные варианты корытообразных динодов. Например, тороидальные диноды, представляющие собой поверхности тела вращения этого профиля.

ЖАЛЮЗИЙНАЯ СИСТЕМА (рис. 1.7.3*г*) имеет диноды, состоящие из наклонных полосок – лопастей жалюзи, являющихся эмиттерами вторичных электронов, и прозрачной сетки, находящейся под тем же потенциалом. Сетка экранирует жалюзи от тормозящего поля предыдущего динода, обеспечивая попадание вторичных электронов на лопасти следующего динода. У такой системы рабочая площадь динода относительно велика, а междинодное расстояние может быть сделано достаточно малым. Электрическое поле между жалюзийными динодами является приблизительно однородным. При переходе с каскада на каскад по мере увеличения числа и плотности электронов в пачке происходит ее расширение из-за взаимного расталкивания электронов. Жалюзийная система характеризуется неострой фокусировкой и не препятствует этому расширению, что увеличивает площадь динода, по которой распределяется электронный поток, и обеспечивает устойчивость сигнала ФЭУ при больших токовых нагрузках. В то же время, напряженность электрического поля у поверхности динода велика и это позволяет довести разброс времен пролета электронов между двумя каскадами до величин менее 1 нс.

Недостатком жалюзийной системы является возможность пролета электронов через динод насквозь, без умножения, т.е. невысокая эффективность динодного каскада. Эта же причина ухудшает и временное разрешение.

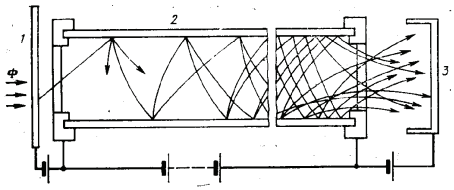


Рис. 1.7.4 *Фотоэлектронный умножитель, состоящий из полупрозрачного фотокатода (1), электронного умножителя с непрерывным динодом (2) и коллектора (3).*

Большие возможности для миниатюризации ФЭУ и систем с их применением представляются при использовании ***НЕПРЕРЫВНОГО ДИНОДА*** с распределенным сопротивлением. В этой системе нет отдельных динодов. Умножение электронного потока происходит при его движении внутри замкнутого объема (например – трубки, см. рис. 1.7.4), ограниченного поверхностью с хорошей вторично-эмиссионной способностью. Если внутренние стенки трубки покрыты полупроводящим слоем и к торцам ее приложена разность потенциалов, то внутри мы получим продольное ускоряющее поле. Точки соударений электронов со стенкой случайны, но при правильном выборе соотношения диаметра и длины (примерно 1:50) свойства умножителя получаются прекрасными.

На таких системах могут быть построены “микроканальные пластины”, представляющие собой пластинку, испещренную каналами диаметром в 10-20 мкм, с шагом 20…40 мкм, т.е. имеющую 1000…2000 миниатюрных умножителей на 1 мм^2. Торцы пластины металлизируются, и к ним подводятся рабочие потенциалы, одновременно ко всем каналам. Толщина пластины 0,5-2 мм. Коэффициент усиления может достигать 10^6 и более.

1.7.1.4 Анодный блок

Обычно анодный блок состоит из последнего динода и коллектора (анода). От конструкции анодного блока зависит величина линейного участка световой характеристики, быстродействие ФЭУ и возможность правильного согласования с последующей радиотехнической цепью. Эти задачи конструкторы решают достаточно успешно, так что не приходится выбирать ФЭУ по способу построения анодного блока. Можно

считать, что параметры ФЭУ определяются только типами фотокатодов и динодных систем.

1.7.2 Принцип работы и режимы использования ФЭУ

Фотоэлектронный умножитель – электровакуумный прибор, преобразующий поток падающего на него излучения в электрический ток. Применим в ультрафиолетовой, видимой, ближней инфракрасной областях спектра. Весьма существенно, что первичные фотоэлектроны многократно умножаются именно в процессе вторично-электронной эмиссии. Шумовые характеристики такого усилителя много лучше, чем у любого твердотельного (в котором преобразуются электронные потоки *внутри* твердого тела), ибо каждый акт появления в потоке нового электрона требует преодоления энергетического барьера, много превышающего kT. Энергия связи электронов в твердом теле (термоэлектронная работа выхода) обычно превышает 4 эВ. Для фотокатодов ФЭУ, работающих в длинноволновой области, разработаны специальные сложные системы с предельно малой работой выхода, порядка 1 эВ. Но и это много больше kT, равного при комнатной температуре (290 К) ~ 0,025 эВ.

Эмиссия электронов в вакуум может происходить либо при получении ими достаточно большой энергии возбуждения, либо при квантовомеханическом туннелировании сквозь поверхностный потенциальный барьер в сильном вытягивающем поле. Поскольку дополнительная энергия может быть получена электроном из разных источников, то и параметры ФЭУ определяются четырьмя основными видами электронной эмиссии: фотоэлектронная, электрон-электронная (или вторично-электронная), термоэлектронная, автоэлектронная (или “полевая”, или “холодная”).

Принцип работы ФЭУ прост: фотон выбивает из фотокатода “первичный” электрон, который ускоряется электрическим полем до 50–200 эВ и вытягивается на первый динод. Там его энергия на очень малой глубине проникновения, порядка размеров атома, целиком рассеивается на возбуждение собственных электронов материала динода, так что возникает уже несколько электронов, возбужденных не столь сильно, но все же способных преодолеть поверхностный потенциальный барьер и выйти в вакуум. В этом процессе, называемом вторично-электронной эмиссией, должна образоваться пачка из 3-5 и более электронов на каждый упавший, иначе работа динодной системы будет малоэффективной. Вторичные электроны, так же как и фотоэлектроны, имеют малые энер-

гии, но междинодное поле их вытягивает, ускоряет и фокусирует на второй динод. Далее все повторяется, до анода.

В этом заключается процесс генерации *полезного сигнала* на выходе умножителя.

Но первичный электрон из фотокатода (и динодов) может также вылететь и без света, в результате термо- или автоэлектронной эмиссии. Их появление, никак не связанное со световым сигналом, возбуждает тот же процесс умножения и тоже дает на выходе измеримый сигнал. Имеются и другие причины, по которым на аноде может возникнуть ток. Например, ток утечки по элементам конструкции. Все эти процессы – паразитные, создающие шумовой сигнал, называемый ***темновой ток*** ФЭУ. В нем следует разделять три основных составляющих, по-разному зависящих от температуры и от напряжения питания: термоэмиссия, автоэмиссия (см. раздел 1.7.4) и токи утечки ФЭУ. Термоэмиссия из динодов не существенна по сравнению с термоэмиссией из фотокатода. У динодов и работа выхода больше, и рожденные на них электроны в среднем проходят меньший тракт усиления. Автоэмиссия, напротив, возникает чаще в динодной системе и приводит к возникновению неустойчивостей ФЭУ при больших напряжениях питания. Порог ее появления сильно зависит от качества изготовления динодной системы.

Величина темнового сигнала определяет предельную чувствительность ФЭУ. Можно измерить только такой световой поток, который дает на выходе сигнал, превышающий темновой. Но оказывается, что значительная часть темнового тока имеет параметры, по которым она может быть выделена и отсеяна в усилительном устройстве. Этот вопрос крайне существенен, и невозможно обсуждать метрологические параметры ФЭУ без обсуждения метода регистрации его сигнала.

Здесь необходимо учитывать, во-первых, то, что ФЭУ является источником тока с бесконечным внутренним сопротивлением. Действительно, на анод ФЭУ приходит электронный поток, вытягиваемый с последнего динода относительно большим потенциалом, порядка 100 В и малые изменения его не влияют на величину тока. Во-вторых, существенна временная структура полезного сигнала ФЭУ и шумов.

1.7.2.1 Форма сигнала на выходе ФЭУ

Каждый первичный фотоэлектрон инициирует весь процесс умножения и, независимо от остальных, дает на выходе *пачку,* среднее число электронов в которой *К,* определяется *коэффициентом усиления динодного каскада* σ (равен коэффициенту вторичной эмиссии, умно-

женному на эффективность каскада) и *количеством динодов n*: $K = \sigma^n$. Эта величина называется *коэффициентом усиления ФЭУ*. Обычно в рабочем режиме $K = 10^5 – 10^8$.

Импульс тока на аноде не может быть бесконечно узким не только потому, что при большой пространственной плотности электронов окажется существенным их расталкивание, но еще и потому, что сказывается *разброс времен пролета* электронов, идущих в динодной системе по разным траекториям. *Временная ширина пачки* из K электронов зависит от того, как выполнена вся умножительная система и в лучшем случае может составлять доли наносекунды. Обычно $\delta t \approx (0{,}5…10)$ нс. Малые длительности возможны только при точном исполнении всей динодной системы, так что эти приборы дороги. Существуют ФЭУ $\delta t \approx 0{,}375$ нс и временем нарастания (передний фронт сигнала) 0,175 нс. У "рядовых" ФЭУ можно ожидать, что длительность импульса все-таки не превысит 10 нс.

На рис. 1.7.5 приведена ожидаемая форма ***одноэлектронного импульса***, т.е. выходного импульса ФЭУ, рожденного одним электроном с фотокатода. И δt, и K – величины вероятностные, так что амплитуда импульса тока довольно сильно флуктуирует. Если выходной усилитель регистрирует не ток, а интегральное количество электричества в импульсе, то ширина импульса не важна. Амплитуда сигнала в этом случае определяется только величиной K.

На языке теории вероятностей процесс формирования пачки электронов в динодной системе описывается как дискретный марковский процесс (марковская цепь) – дискретная цепь случайных событий, в которой каждый последующий результат зависит ***только*** от предыдущего и является случайной величиной случайного аргумента. Действительно, количество электронов, эмитированных n-м динодом, есть случайная величина ζ_n, зависящая от коэффициента умножения динода σ и от количества ζ_{n-1} электронов, пришедших на него с предыдущего, $(n–1)$-го. Совершенно не важно, какова предыстория возникновения этих ζ_{n-1} электронов. Каждый из них, независимо от остальных, пошлет на $(n+1)$-й динод некоторое случайное количество электронов ξ_i, так что при $\zeta_{n-1} = k$ получим $\zeta_n = \sum_{i=1}^{k} \xi_i$.

Можно показать (см., например, [14], §14.4), что если элементарный процесс ξ_i характеризуется математическим ожиданием $\mathbf{M}(\xi) = \sigma$ и

дисперсией $\mathbf{D}(\xi)$, то процесс ζ_n имеет математическое ожидание $\mathbf{M}(\zeta_n) = \sigma^n$ и дисперсию

$$\mathbf{D}(\zeta_n) = \mathbf{D}(\xi)\frac{\sigma^n(\sigma^n - 1)}{\sigma(\sigma - 1)}. \qquad (1.7.1)$$

Элементарный акт вторично-эмиссионного умножения описывается распределением Пуассона

$$p(\xi = m) = \frac{\sigma^m e^{-\sigma}}{m!}. \qquad (1.7.2)$$

Математическое ожидание и дисперсия этого распределения равны σ. Легко видеть, что дисперсия получаемого распределения (1.7.1) очень велика. Относительная погрешность Δ_n, равная отношению среднеквадратичного отклонения $\delta m = \sqrt{\mathbf{D}(\zeta)}$ к среднему значению $K = \sigma^n$, с ростом n очень быстро стремится к величине $\Delta_\infty = (\sigma - 1)^{-1/2}$ и при $\sigma = 3\ldots6$ составит 0,7…0,45.

Реальное распределение из-за особенностей конструкции или условий эксплуатации может несколько отличаться от этого по следующим основным причинам:

– ***сквозной пролет*** электронов, при котором они, минуя n-й динод, попадают сразу на $(n+1)$-й, приведет к эффективному уменьшению σ и увеличению относительной погрешности за счет увеличения количества импульсов малой амплитуды. Если на первых каскадах возможность сквозного пролета устранена, то этот эффект мало скажется на конечном результате;

– ***обратная связь*** уширит распределение за счет увеличения доли больших импульсов;

– ***ограничение амплитуды пачки*** из-за взаимного расталкивания электронов (часть из них может быть потеряна) или из-за ограниченной емкости динода и цепи его питания. Этот эффект уменьшит долю больших импульсов и сузит распределение;

– ***разброс времен пролета*** равномерно уширит распределение, если регистрируется не количество электричества, а величина импульсного тока.

Единственный способ заметно сузить распределение – увеличение σ, хотя бы на первом диноде. Одновременно уменьшится вероятность просчетов, потери первичного фотоэлектрона. Ведь при $\sigma = 3\ldots6$ вероятность того, что фотоэлектрон не вырвет ни одного вторичного элек-

трона на первом диноде, равна exp(–σ) = (5…0,25)%. У ФЭУ-130 на первом диноде σ = 30. Это – хороший "одноэлектронный" ФЭУ. При σ = 30 просчеты почти невероятны и амплитудное распределение узко.

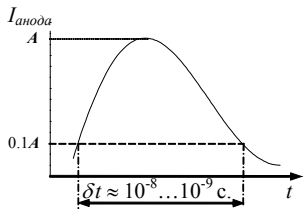


Рис. 1.7.5. *Форма "одноэлектронного" импульса тока на аноде ФЭУ*

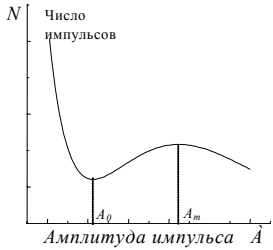


Рис. 1.7.6. *Идеализированная форма амплитудного распределения одноэлектронных импульсов*

Кроме полезных импульсов на выходе будут и шумовые, составляющие темновой ток ФЭУ. Большинство возможных причин образования первичного электрона, способного инициировать процесс умножения (космическое излучение, авто- и термоэмиссия из динодов и т.д.), проявляется случайным образом в случайной точке усилительного тракта. Такие электроны пройдут неполный процесс умножения и на выходе дадут пачку (импульс) малой амплитуды. Сюда же попадут и микропробои по цепи питания и элементам конструкции. Исключение составит только термоэмиссия из фотокатода. Термоэлектроны пройдут тот же процесс умножения, что и фотоэлектроны, и дадут на выходе импульсы, неотличимые от полезных.

Таким образом, следует ожидать, что суммарное амплитудное распределение импульсов на выходе ФЭУ будет иметь две составляющие:

– ***полезные***, имеющие довольно широкое амплитудное распределение, но все же с выраженным максимумом (здесь же и термоэлектроны из фотокатода);

– ***шумовые*** импульсы, количество которых растет с уменьшением амплитуды.

1.7.2.2 Режим счета одноэлектронных импульсов

Несколько идеализированная форма амплитудного распределения импульсов на выходе ФЭУ показана на рис. 1.7.6.

Реальное распределение часто оказывается более гладким, провал между полезными и шумовыми импульсами не всегда существует. Но если он существует (такие ФЭУ называют "счетными"), то, как видно из рис. 1.7.6, можно снабдить усилитель пороговым дискриминатором, чтобы отсечь импульсы с амплитудой меньше A_0, и тем самым исключить большую часть шумового сигнала, "почти не потеряв" полезного. Дальше возможен просто подсчет числа (скорости поступления) импульсов. Отсюда и название этого метода регистрации.

Преимущество его именно в минимальных шумах. На хороших счетных ФЭУ (например, ФЭУ-100) при охлаждении фотокатода до температуры порядка –20 ^{o}C и при правильном выборе уровня дискриминации удается снизить скорость счета темновых импульсов до единиц в секунду. Соответственно, минимальный регистрируемый поток излучения – меньше 10 фотонов в секунду при площади фотокатода порядка 10 см^2.

Основной недостаток метода – малый динамический диапазон измеряемых сигналов. Если собственное “мертвое время” измерительного тракта составляет 20 нс (за такое время он полностью справляется с обработкой сигнала и восстанавливает способность принять следующий импульс), то уже при средней частоте поступления случайных (во времени) импульсов 5 МГц вероятность совпадения пары импульсов примерно 3%. Возникает ошибка в измерениях, ибо вместо двух импульсов мы зарегистрируем один. Стандартные усилители имеют полосу пропускания порядка 50−100 МГц, так что динамический диапазон для этого режима – примерно 6 порядков, в области предельно слабых потоков. На больших частотах уже возможно перекрывание и собственных импульсов ФЭУ.

1.7.2.3 Режим постоянного тока

Этот режим используется наиболее часто. Не нужно слишком буквально понимать слова "постоянный ток". ФЭУ – очень малоинерционный прибор, так что модуляция сигнала на частотах до нескольких килогерц не изменяет сколь-нибудь существенно параметров, определенных на нулевой частоте.

В режиме постоянного тока измерительная система, характеризующаяся относительно большой постоянной времени τ, интегрирует все поступающие импульсы, в том числе и темновые. Измеряется просто количество электричества, перенесенное с динодов на анод, т.е. произведение частоты поступления одноэлектронных импульсов на ко-

эффициент усиления K и на время τ. Ограничений сверху на частоту поступающих импульсов здесь не возникает, существенна только мощность, выделяемая на последних динодах, а также – электрическая мощность цепей питания. Ток питания должен существенно превышать ток сигнала ФЭУ.

От темновых токов здесь не избавиться. Их среднюю величину можно учесть, но шум темнового тока остается и ограничивает обнаружительную способность. Тем не менее, динамический диапазон может достигать 9-12-ти порядков. Охлаждение фотокатода ФЭУ и в этом случае весьма полезно, так как уменьшает количество темновых импульсов большой амплитуды и, в результате, уменьшает темновой ток в несколько раз, а иногда – на порядки.

1.7.2.4 Режим счета многоэлектронных импульсов

Он часто используется в ядерной физике в экспериментах такого типа: частица высокой энергии направляется на люминофор и там порождает вспышку, число фотонов в которой велико и пропорционально энергии частицы. В ФЭУ, регистрирующем эту вспышку, *одновременно* генерируется несколько первичных фотоэлектронов и на аноде возникает импульс тока, амплитуда которого пропорциональна числу фотонов во вспышке, т.е. энергии частицы. С выхода ФЭУ сигнал подается на ***амплитудный анализатор импульсов***, который преобразует амплитуду в код, по коду выбирает нужную ячейку памяти и добавляет в нее единицу, отмечая тем самым, что пришел еще один импульс такой-то амплитуды. Как и для токового режима, здесь величина и, главное, стабильность коэффициента усиления имеют первостепенное значение.

Понятие динамического диапазона здесь двояко. Допустимую частоту поступления регистрируемых частиц лимитирует обычно не ФЭУ, а анализатор импульсов. Время преобразования амплитуды в код в многоканальных системах измеряется микросекундами[1], так что допустимая частота поступления импульсов обычно от единиц до сотен килогерц.

Амплитуда пачки может быть значительной. В специальных ФЭУ с нежесткой фокусировкой она ограничивается просто электрической емкостью последних динодов и в основном определяется тем, как будут

[1] Современная электроника быстро прогрессирует. К началу Вашей самостоятельной деятельности это время может заметно сократиться.

сделаны цепи питания. Реально оказывается возможным получить амплитудное разрешение более 100.

1.7.2.5 Питание ФЭУ

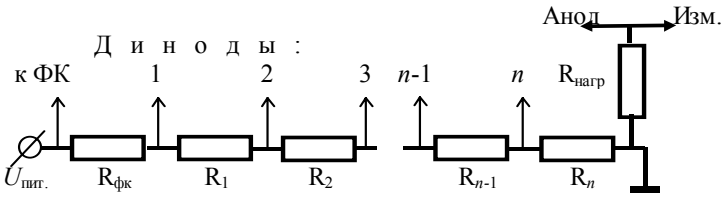


Рис. 1.7.7. *Обычная, резистивная схема питания ФЭУ.*

Чаще всего питание осуществляется от источника высокого напряжения $U_{пит}$= –(1…2,5) кВ через резисторный делитель, рис. 1.7.7. Обычно все сопротивления в делителе одинаковы, но нужно обязательно ознакомиться с паспортом ФЭУ, могут быть делители неравномерные. Иногда на первых динодах нужно сильнее ускорять электроны, чем на оконечных для улучшения условий вытягивания с фотокатода и уменьшения разброса амплитуд выходных импульсов, см. раздел 1.7.2.2, стр. 78. Все определяется конструкцией динодной системы и материалом динодов.

Ток через делитель рис. 1.7.7 должен существенно превышать средний ток сигнала ФЭУ. Обычно он составляет от долей до единиц миллиампер. Но в счетном режиме, особенно при счете многоэлектронных импульсов, может оказаться, что при малом среднем токе ФЭУ пиковый ток в импульсе велик и разумные сопротивления делителя не обеспечивают пиковую мощность. В таких случаях резисторы последних каскадов шунтируют конденсаторами.

К стабильности источника питания обычно предъявляются высокие требования, особенно – для работы в токовом режиме. Коэффициент усиления *K* быстро растет с напряжением, так что стабильность должна быть не хуже $10^{-4} – 10^{-5}$.

В режиме счета одноэлектронных импульсов это требование может быть слабее. С напряжением растет амплитуда импульсов и вся картина их распределения (рис. 1.7.6 на стр.78) смещается вправо. Но если коэффициент усиления *K* полезных импульсов достаточно велик и мала частота поступления импульсов с промежуточной (между полезными и шумовыми импульсами) амплитудой A_0, на которой установлен

уровень дискриминации, то малые изменения K почти не скажутся на регистрируемой скорости счета. В таком случае на кривой зависимости скорости счета от напряжения питания наблюдается "плато". В некоторой области напряжений питания скорость счета почти неизменна, а при меньших и больших напряжениях быстро растет. При меньших напряжениях – из-за того, что увеличивается доля регистрируемых полезных импульсов. Затем эта доля достигает единицы, а шумовые импульсы еще малы по амплитуде и не проходят через дискриминатор. Наконец, при еще больших напряжениях начинают проходить и шумовые импульсы.

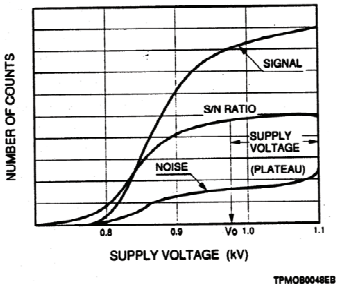


Рис. 1.7.8 *Зависимость скорости счета от напряжения питания для хорошего "счетного" ФЭУ.*

Из рекламных материалов фирмы Hamamatsu.

У специальных "счетных" ФЭУ плато может быть выражено очень хорошо, см., например, рис. 1.7.8. Здесь показаны зависимости от напряжения скоростей счета полезных (signal) импульсов, темновых (noise, рожденных термоэмиссией из фотокатода), и их отношение. Отмечена также область плато, в которой и следует выбирать рабочую точку.

1.7.3 Характеристики ФЭУ

1.7.3.1 Спектральная характеристика

Спектральная область чувствительности ФЭУ ограничивается с длинноволновой стороны порогом чувствительности фотокатода, а с коротковолновой – границей пропускания оптического окна. Окна, наиболее часто используемые в ФЭУ, приведены в таблице 1.7.1.

Во всей видимой области спектра (400 ÷ 700 нм) можно работать и со стеклянным окном. Увиолевое позволяет охватить всю область ближнего ультрафиолета, до так называемой *вакуумной ультрафиоле-*

товой (*ВУФ*) *области*[1]. ФЭУ с кварцевыми окнами имеют смысл и при работе в ближнем УФ, так как кварц более прозрачен, чем увиоль. Окна из MgF_2 незаменимы в ВУФ. Этот материал имеет практически рекордную область прозрачности (уступает только LiF – 105 нм), но имеет хорошие механические свойства, спаивается со стеклом, негигроскопичен. У чистого MgF_2 довольно резкая граница пропускания. Практически рабочая область простирается с ним до $h\nu = 11$ эВ (112 нм). Дальше просто нет прозрачных веществ, но при таких энергиях фотонов фотоэмиссия идет довольно эффективно почти из всех материалов, так что в коротковолновой области можно использовать "открытые" умножители – то же, что динодные системы ФЭУ, но изготовлены без баллона и помещаются непосредственно в вакуумную камеру экспериментальной установки. Если освещать первый динод, то получится ФЭУ с вполне приличными характеристиками и темновыми токами порядка 1 электрона в секунду (с первого динода).

Таблица 1.7.1

Основные материалы, используемые для окон ФЭУ.

Материал	***Область пропускания***
Стекло	λ>320 нм
Увиолевое стекло (без примесей Fe)	λ>180÷200 нм
Кварцевое стекло	λ>150 нм
Фтористый магний, MgF_2	λ>110 нм

Иногда для окон используют лейкосапфир. Он прозрачен почти до 145 нм, но при $\lambda > 160$ нм существенно уступает кварцу в прозрачности.

Чувствительность фотокатода удобнее всего характеризовать величиной квантового выхода фотоэмиссии $Y_к(\hbar\omega)$ или квантовой эффективностью K_λ. Это безразмерные величины, равные отношению числа эмитированных электронов к числу поглощенных (или упавших) квантов света. Величины $Y_к(\hbar\omega)$ или K_λ далеко не постоянны в рабочей области. Они отличны от нуля только при $\hbar\omega \geq \hbar\omega_0 = I_{ph}$, называемой ***порогом***, или ***красной границей фотоэффекта***, или ***фотоэлектрической работой выхода***. При продвижении в коротковолновую сторону

[1] Кислород воздуха эффективно поглощает излучение, начиная примерно со 185 нм. Более коротковолновая область требует вакуумирования приборов, отсюда и название.

$Y_к(\hbar\omega)$ быстро растет, пропорционально $\exp[C(\hbar\omega - \hbar\omega_0)]$. Величина C зависит от типа материала и конструкции фотокатода. Обычно фотокатоды – сложные двух- или многослойные системы, в которых приняты специальные меры к уменьшению поверхностного потенциального барьера.

Наилучшими свойствами обладают так называемые ***фотокатоды с отрицательным сродством к электрону*** – полупроводниковые системы, в которых возбужденный в объеме фотоэлектрон выходит в вакуум без дополнительного потенциального барьера. В них $Y_к(\hbar\omega)$ быстро достигает максимального значения, иногда более 0,25, и остается примерно постоянным в относительно широкой области. Спектральная характеристика ФЭУ с такими катодами может быть близка к П-образной, см. рис. 1.7.9. В общем же случае можно ожидать самых разных форм спектральной зависимости чувствительности, в том числе и с выраженной структурой, как у оксидного фотокатода на рис. 1.7.9.

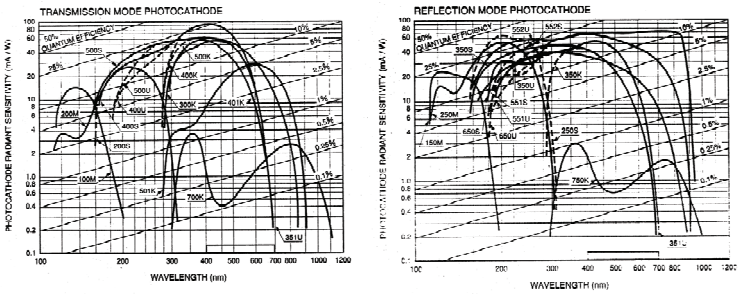


Рис. 1.7.9. *Спектральные характеристики различных фотокатодов фирмы Hamamatsu*[1]*, полупрозрачных (слева) и массивных (справа).*

Надписи у кривых – номера ФЭУ. Наклонные линии – величины квантовой эффективности фотокатода.

Для технических целей часто используется такая характеристика ФЭУ, как ***спектральная чувствительность фотокатода*** – почти то же, что ***квантовый выход***, но отнесена к ***энергии*** падающего излучения, а не к числу квантов, и приводится в единицах А/Вт. Например, для ФЭУ-130 (SbCsK-фотокатод, спектральная область 200 – 650 нм, максимум чувствительности – 400 ÷ 420 нм) паспортная спектральная чув-

[1] Спектры из рекламных материалов фирмы.

ствительность на длине волны 410 нм ($\hbar\omega = 3{,}024$ эВ) равна 0,03 А/Вт, т.е. квантовый выход фотоэмиссии $Y_к(3\text{ эВ}) = 0{,}091$. Традиционно приводится и светотехническая характеристика – ***чувствительность фотокатода*** (интегральная, не спектральная), измеряемая в единицах А/лм.

На рис. 1.7.9 приведены спектральные характеристики ряда ФЭУ японской фирмы Hamamatsu, имеющих стеклянные, увиолевые, кварцевые или MgF_2 – окна.

Все фотокатоды по спектральной характеристике грубо можно разделить на три группы:

– инфракрасные (оксидный катод, порог около 1,2 мкм);

– УФ-видимые (сурьмяно-цезиевый и мультищелочные катоды с длинноволновым порогом 650 – 850 нм);

– "солнечно-слепые" или просто "слепые", нечувствительные к видимому или даже ближнему УФ излучению. Обычно их фотокатоды – металлы или простые двойные соединения. Например, полупрозрачный CsJ-фотокатод на окне из MgF_2 чувствителен в области 112÷210 нм (11,0 – 5,9 эВ), причем на 210 нм его чувствительность составляет всего 1% от максимальной (ФЭУ-154).

Коротковолновая граница чувствительности ФЭУ определяется прозрачностью его окна. На рис. 1.7.10 приведены спектры пропускания обычно применяемых окон.

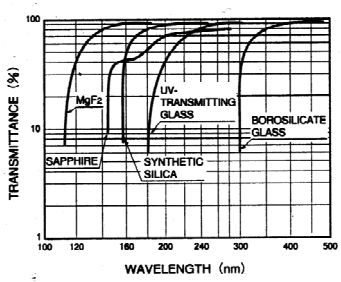


Рис. 1.7.10. *Спектры пропускания различных материалов, используемых как окна ФЭУ.*

Из рекламных материалов фирмы Hamamatsu.

В заключение отметим, что для каждого эксперимента нужно специально подбирать ФЭУ. Спектральная характеристика не должна простираться далеко в длинноволновую область, иначе будут чрезмерны термоэмиссионные ***темновые токи*** с фотокатода, пропорциональные . По этой причине ФЭУ с оксидным катодом применяют только в специальных случаях, когда необходима длинноволновая граница чувствительности. Если нужно работать только в ультрафиолете, предпочтение отдают сурьмяно-цезиевым или солнечно-слепым фотокатодам.

1.7.3.2 Анодная чувствительность и коэффициент усиления

Статические параметры ФЭУ в целом измеряются при освещении фотокатода постоянными световыми потоками, а регистрация анодного тока осуществляется приборами постоянного тока (микроамперметрами или, при нагрузке ФЭУ на известное сопротивление, вольтметрами).

При определении ***анодной чувствительности*** фотокатод освещается световым потоком известной величины $Ф$ от стандартного источника света. По измеренной величине анодного тока I вычисляется значение анодной чувствительности:

$$Y_a[A/лм] = I[A]/Ф[лм] \qquad (1.7.3)$$

В паспортах ФЭУ обычно приводятся величины напряжения питания, при которых анодная чувствительность составляет 10, 100, 1000 А/лм. Реже приводятся значения напряжений, соответствующих определенным величинам ***спектральной анодной чувствительности***.

Отношение анодной чувствительности к чувствительности фотокатода и есть коэффициент усиления ФЭУ К, т.е. усиление его динодной системы.

Коэффициент вторичной эмиссии, эффективность динодного каскада σ, а с ним и коэффициент усиления ФЭУ очень сильно зависят от напряжения питания. В диапазоне энергий падающих первичных электронов $E_0 = 50 \div 150$ эВ можно считать, что σ примерно пропорциональна E_0, $\sigma(E_0) \cong a + b \cdot E_0$, так что K – сложная функция напряжения питания, в пределе – степенная, с показателем степени, равным числу динодов.

1.7.3.3 Темновой ток, шум, пороговая чувствительность, обнаружительная способность

Чрезвычайно важными являются параметры ФЭУ, определяющие минимальные величины измеряемых световых потоков. Нижний предел определяется темновым током и шумами ФЭУ. Темновой ток – это ток в цепи анода ФЭУ, полностью защищенного от воздействия света.

Источниками темнового тока являются: термоэлектронная эмиссия фотокатода, автоэлектронная эмиссия из электродов, ток утечки в анодной цепи. Токи, обусловленные ионной и оптической обратными связями, дают вклад в шумы, в том числе – в шум полезного сигнала.

Каждая из составляющих темнового тока зависит от напряжения питания ФЭУ, но по-разному. Различают три области, разделенные на рис. 1.7.11 вертикальными штриховыми линиями:

I – при низких напряжениях основной вклад в величину $I_т$ дают токи утечки;

II – рабочая область ФЭУ, в которой основной источник шума – термоэмиссия из фотокатода;

III – при высоких напряжениях – область нестабильной работы, $I_т$ обусловлен автоэлектронной эмиссией и обратными связями.

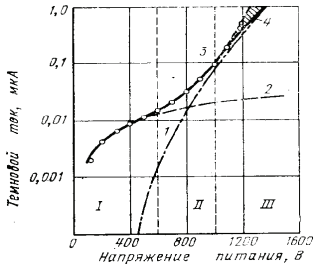


Рис. 1.7.11. *Возможный ход зависимости от напряжения темнового тока (кривая 4, точки) и его составляющих:*
1 – термоэмиссионной;
2 – утечки;
3 – автоэмиссионной.
Заштрихована область разброса параметров из-за возможных нестабильностей и возникновения автоионизационного тока.

Кривая *1* показывает зависимость термоэмиссионной составляющей темнового тока, но поскольку сам ток термоэмиссии никак не зависит от напряжения питания, то кривая *1* отражает просто зависимость $K(U)$. Следовательно, так же зависит от напряжения и полезный сигнал.

Из рис. 1.7.11 видно, что в областях *I* и *II* полный темновой ток растет с увеличением напряжения питания медленнее, чем полезный сигнал, так что выгодно увеличивать напряжение питания для улучшения отношения сигнал/шум. Но при больших напряжениях начинаются нестабильности, проявляются такие процессы, как автоэлектронная эмиссия с элементов конструкции ФЭУ и обратная связь.

Автоэлектронная эмиссия (или холодная эмиссия) – отрыв электронов от поверхности твердого тела вытягивающим полем. Это – чисто квантовомеханический эффект прохождения электронов сквозь потенциальный барьер, не имеющий объяснения в классической физике. Его оптический аналог – прохождение света сквозь тонкие фольги металлов, толстые слои которых являются хорошими зеркалами. Автоэмиссия возникает в полях порядка внутрикристаллических, т.е. $\sim (10^6 \div 10^7)$ В/см. Если Вы рассмотрите ФЭУ, оцените расстояния между электродами и учтете, что разность потенциалов между соседними динодами не более 200 В, Вам сразу станет ясно, что таких полей в ФЭУ просто не

может быть. Это естественно. Возникновение автоэмиссионных токов должно быть по возможности исключено, но никогда нельзя уверенно гарантировать, что на каких-то динодах не останутся заусеницы, мельчайшие острия. На них поле будет концентрироваться, возможно – возникнет автоэмиссия. Граница появления этого темнового тока трудно предсказуема, у каждого экземпляра ФЭУ она своя.

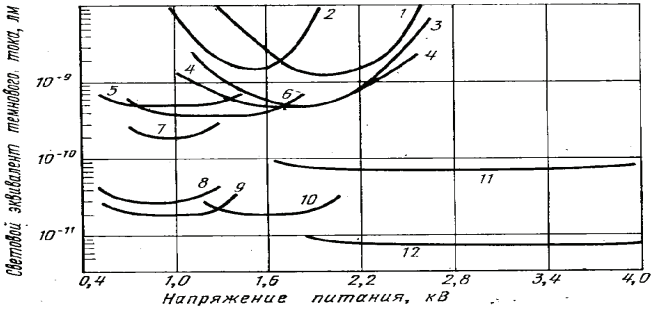


Рис. 1.7.12. *Зависимости чувствительности различных типов ФЭУ от напряжения питания для отечественных ФЭУ:*

1 – ФЭУ-58; 4 – ФЭУ-81; 7 – ФЭУ-85; 10 – ФЭУ-79,
2 – ФЭУ-55; 5 – ФЭУ-19; 8 – ФЭУ-17, ФЭУ-18; 11 – ФЭУ-91,
3 – ФЭУ-54; 6 – ФЭУ-51; 9 – ФЭУ-64; 12 – ФЭУ-92.

Световой эквивалент темнового тока $Ф_{экв}$, т.е. световой поток, создающий на выходе ФЭУ сигнал, равный темновому, может не зависеть от напряжения в том случае, если и полезный и темновой токи зависят от напряжения одинаково, см. рис. 1.7.11, область *II*.

Автоэмиссия и обратная связь имеют разные вольтамперные характеристики, но существеннее то, что величина автоэмиссионного тока зависит только от напряжения питания, а ток, возбуждаемый обратной связью, пропорционален загрузке ФЭУ, полезному сигналу. По этому признаку их можно разделить, но нас этот вопрос не должен волновать, так как рабочее напряжение все равно надо выбирать в области, где не сказываются нестабильности.

Обычно для определения оптимального режима питания ФЭУ снимают вольтамперные зависимости полезного (при стабильной засветке) и темнового токов ФЭУ. Рабочая область – область максимума их отношения.

Если мы знаем величину анодной чувствительности Y_a [А/лм], то величину темнового тока можно выразить в единицах светового потока,

дающего такой же сигнал. Эта величина называется ***световым эквивалентом темнового тока*, $\Phi_{экв}$**:

$$\Phi_{экв}\,[лм] = I_т\,[А] \,/\, Y_а\,[А/лм] \qquad (1.7.4)$$

и определяет величину минимального измеримого сигнала.

На рис. 1.7.12 представлены зависимости $\Phi_{экв}(U_{пит})$ для ряда отечественных ФЭУ.

Реально обнаружительная способность лимитируется все же не темновым током, а его шумами. Среднюю величину темнового тока можно измерить и учесть, а его шум внесет в измерения неустранимую погрешность. Уменьшить ее можно ограничением регистрируемой полосы частот Δf. Поскольку основная составляющая шумов – *белый шум,* то регистрируемая мощность его $U_ш^2 \sim \Delta f$. Если полезный сигнал промодулирован на некоторой частоте f_0, а для регистрации используется резонансный усилитель со средней частотой f_0 и шириной полосы пропускания Δf, то мы регистрируем лишь часть флуктуаций темнового тока, пропорциональную $(\Delta f)^{1/2}$. Отсюда такая характеристика, как ***порог чувствительности*** ФЭУ $F_п$[лм·Гц$^{-1/2}$] – величина, равная световому эквиваленту шумов в полосе 1 Гц.

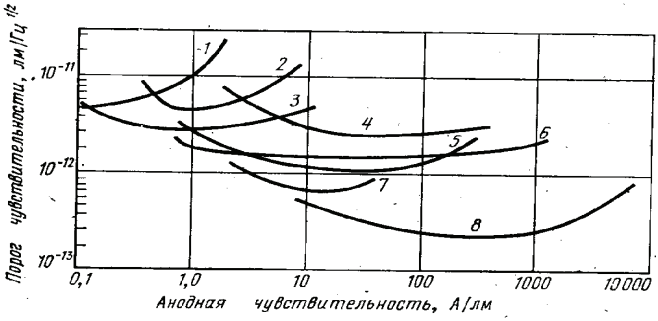


Рис. 1.7.13. *Порог чувствительности как функция анодной чувствительности различных типов ФЭУ:*

1 *- ФЭУ-26;* ***3*** *- ФЭУ-20;* ***5*** *- ФЭУ-51;* ***7*** *– ФЭУ-69;*
2 *- ФЭУ-31А;* ***4*** *- ФЭУ-27* ***6*** *- ФЭУ-17, ФЭУ-18;* ***8*** *– ФЭУ-64, ФЭУ-79, ФЭУ-106.*

На рис. 1.7.13 для ряда ФЭУ приведены пороги чувствительности как функции анодной чувствительности. Здесь опять-таки видно, что увеличение анодной чувствительности (повышением напряжения пита-

ния) имеет смысл лишь до некоторого предела, за которым темновой ток и его шумы начинают быстро расти.

Если полезный световой сигнал наложен на фоновую "подставку", то шум от фона так же вреден, как и шум темнового тока. Поэтому иногда вводят аналогично $F_{\text{п}}$ такие характеристики, как ***порог чувствительности при постоянном световом фоне*** $F_{\text{пс}}$ [лм·Гц$^{-1/2}$]. Для монохроматического освещения удобнее пользоваться не светотехническими единицами (люмен), а энергетическими, и соответственно определять *спектральный порог чувствительности* – $F_{\text{п}\lambda}(\lambda)$ [Вт·Гц$^{-1/2}$]. На рис. 1.7.13 эти характеристики приведены в функции длины волны.

Приведенные характеристики применимы при использовании ФЭУ в токовом режиме. Попробуем оценить реальный порог чувствительности для режима счета одноэлектронных импульсов. Предположим, что, выбрав правильный уровень дискриминации (см. раздел 1.7.2 и рис. 1.7.6, стр. 78), мы отсеяли все импульсы, рожденные не на фотокатоде. Тогда шум (темновой ток) будет определяться только термоэлектронами из фотокатода, поскольку они дадут такой же импульс на выходе, как и фотоэлектроны. Величина термоэлектронного тока может быть определена по формуле Ричардсона-Дешмана:

$$j = \frac{I_T}{S} = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_T}{kT}\right), \qquad (1.7.5)$$

где S – площадь фотокатода; A – постоянная (теоретическое значение $A = 120$ А/(см^{2}град^2), экспериментальные – меньше); Φ_T – ***ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ РАБОТА ВЫХОДА*** фотокатода (у металлов она равна, у полупроводников – меньше ***ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ***).

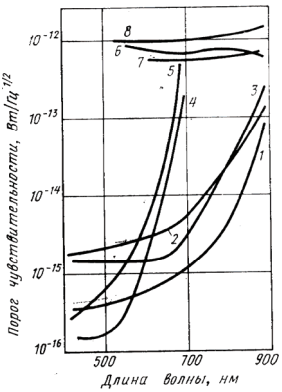


Рис. 1.7.14. *Спектральный порог чувствительности некоторых типов ФЭУ:*
1 – ФЭУ-70;
2 – ФЭУ-51;
3 – ФЭУ-88;
4 – ФЭУ-64;
5 – ФЭУ-17, ФЭУ-18;
6 – ФЭУ-62;
7 – ФЭУ-22;
8 – ФЭУ-28.

Если спектральный порог чувствительности ФЭУ порядка 800 нм, т.е. $\Phi_T \cong 1{,}5$ эВ или меньше, $T = 290$ К и $S \cong 7$ см^2 (диаметр 30 мм), то $I_T \geq 6{,}4 \cdot 10^{-19}$ А или 4 электрона/с. На выходе получим темновой ток, равный 3-4-м импульсам в секунду. С учетом квантового выхода фотокатода в максимуме чувствительности $Y_к \cong 0{,}1 \div 0{,}5$, такой же сигнал даст световой поток 40 – 8 фотонов в секунду. Охлаждение фотокатода уже до температуры 270 К уменьшит термоэмиссию примерно на два порядка. В общем, предельную чувствительность ФЭУ в таком режиме удается довести до 1 – 10 фотонов в секунду.

1.7.3.4 Открытые электронные умножители (ВЭУ) и микроканальные умножительные пластины (МКП)

Умножитель с непрерывным динодом, выполненный так, как это показано на рис. 1.7.4, плох тем, что в нем велика обратная ионная и оптическая связь. Легко видеть, что электрическое поле в нем направлено по оси умножительного канала. Поэтому каждый ион, образованный соударением электрона с молекулой остаточных газов в объеме канала, с большой вероятностью будет вытянут далеко в сторону фотокатода и там выбьет из поверхности один или несколько электронов, которые включатся в общий поток. Так же и квант люминесценции молекул газа или поверхности канала, возбужденный электронным ударом, может, в свою очередь, выбить фотоэлектрон где-нибудь в прикатодной области. Уменьшить эти эффекты можно либо искривлением канала, либо наклоном канала по отношению к торцам, на которые подается питающее напряжение. Во втором случае эквипотенциальные поверхности будут неперпендикулярны оси, т.е. поле будет иметь перпендикулярную оси составляющую. Это уменьшит возможную длину дрейфа иона, хотя и менее эффективно, чем при изгибе канала. Изгиб позволяет, кроме того, уменьшить оптическую связь.

Первый способ используется в открытых *вторично-электронных умножителях* типа ВЭУ-4, ВЭУ-6. Второй – в микроканальных пластинах (МКП), о которых мы упоминали в конце раздела 1.7.1.

Открытые *вторично-электронные умножители* (ВЭУ) – те же ФЭУ, но они, во-первых, не имеют специального фотокатода, а во-вторых, изготавливаются из материалов, которым не страшен вынос на воздух. Дело в том, что в обычных ФЭУ, запаянных в герметичный баллон, поверхности и фотокатодов и динодов проходят специальную обработку для получения желаемых электронноэмиссионных свойств. Для них вынос на воздух недопустим, поверхности будут необратимо ис-

порчены, в первую очередь из-за взаимодействия с кислородом. А в ВЭУ и МКП поверхности оксидируются, так что кислород им не страшен. Более того, прогрев в кислороде активирует их. Проблема только в том, чтобы найти вещества, окислы которых обладают удовлетворительными эмиссионными свойствами.

ВЭУ-4 представляет собой сплюснутую трубку с внутренним сечением примерно 2×5 мм^2, изогнутую по радиусу ~20 мм. Длина трубки чуть менее половины окружности.

ВЭУ-6 – тонкая трубка, диаметром около 1,5 мм, изогнутая по радиусу 5–6 мм, чуть более одного витка. На входе канал расширяется конусом ~90^o до диаметра 1 см.

Напряжение питания ВЭУ – 2,5÷4,5 кВ, при этом коэффициент усиления составляет 10^7–10^8, собственные шумы не более 1 одноэлектронного импульса в секунду. Как видно, параметры достаточно хороши, чтобы с такими умножителями было удобно работать в режиме счета одноэлектронных импульсов для измерения слабых потоков.

ВЭУ очень удобны во многих отношениях. В том числе тем, что не требуют для питания делителей напряжения. Их внутренняя поверхность покрыта тонким полупроводниковым окисным слоем, по которому при рабочем напряжении питания течет ток порядка долей миллиампера. Из-за этого возникают два интересных эффекта.

Во-первых, амплитуда одноэлектронного импульса на выходе ограничена. Короткий (порядка 10^{-8} с) выходной импульс уносит с поверхности около 10^{-10}–10^{-11} Кл, так что поверхность заряжается положительно. Поэтому увеличение напряжения питания не поможет сделать амплитуду импульса больше некоторой, при которой эта положительная зарядка станет критичной. В результате одноэлектронные импульсы ВЭУ имеют рабочем режиме существенно более узкое амплитудное распределение, чем обычные ФЭУ (рис. 1.7.6).

Во-вторых, это удобное качество порождает другое, неудобное. При токе питания 10^{-4} А наведенный заряд 10^{-10} Кл может быть нейтрализован только за время порядка 10^{-6} с. В течение примерно микросекунды ВЭУ не способен нормально “отработать” следующий импульс, так что допустимая скорость счета ВЭУ ограничена загрузками примерно 10^5 или меньше импульсов в секунду (при случайном распределении).

Конструкция МКП напоминает пчелиные соты. Только каналы в них круглые и расположены под углом к торцам, порядка 15^o. Торцы

металлизированы, к ним подводится напряжение питания. Диаметры каналов 10…20 мкм, “прозрачность” пластин (отношение площади каналов к общей площади пластины) – порядка 50%, так что на 1 см^2 помещается более 10^5 отдельных умножителей, включенных параллельно. К сожалению, такие пластины отечественного производства имеют коэффициент усиления не более 10^4.

Здесь амплитуда ограничивается зарядкой гораздо меньшей емкости, чем в крупногабаритных ВЭУ. Кроме того, ток питания через каждый канал на много порядков меньше, чем в ВЭУ, так что и время восстановления канала велико, порядка нескольких секунд.

Для получения коэффициента усиления 10^6 – 10^7, достаточного для регистрации одноэлектронных импульсов, приходится включать две МКП последовательно. Их ориентируют относительно друг друга по “шевронной схеме”, с противоположно наклоненными каналами. Иначе будет велика обратная ионная связь. Если подобрать зазор между пластинами и поле в зазоре так, чтобы электронная пачка, рожденная в канале первой МКП, распределилась на достаточно большую поверхность второй МКП, то в ней удается возбудить 100…1000 каналов, каждый из которых даст пачку ~10^4 электронов, т.е. всего - $10^6 \div 10^7$. Шумы такой сборки также не превышают 1 импульса в секунду, напряжение питания – порядка 1,5 кВ.

Все ВЭУ и МКП рассчитаны, в основном, на регистрацию электронов, но могут использоваться и для регистрации света в области далекого ультрафиолета. Работа выхода их поверхностей составляет ~5 эВ (λ<250 нм).

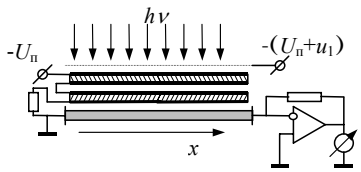


Рис. 1.7.15. *Сборка из двух умножительных МКП с резистивным позиционночувствительным датчиком (ПЧД).*

На рис. 1.7.15 показана схема устройства, предназначенного для измерения света. Здесь изображена шевронная сборка. Квант света падает на внешнюю поверхность первой МКП и возбуждает процесс умножения только в том случае, если выбитый им фотоэлектрон будет затянут в один из каналов. При прозрачности МКП ~0,5 вероятность этого тоже порядка 0,5, так что приходится принимать меры для того, чтобы “втянуть” в каналы даже фотоэлектроны, образованные на внешней поверхности. Для этого перед сборкой ставят дополнительную сет-

ку и создают во внешнем пространстве запирающее поле порядка 1000 В/см.

На выходе сборки пачка электронов возникнет в том месте, где был поглощен фотон. Величина ошибки – порядка расстояния между соседними каналами плюс возможная асимметрия в расширении пучка на выходе первой и второй пластин. Обычно это не более 30 – 50 мкм. Таким образом, если мы обеспечим не только регистрацию факта поступления импульса, но и зафиксируем координату x, то такая сборка может быть использована как позиционночувствительный детектор, например, вместо фотопластинки в спектрографе для коротковолновой области спектра.

На рис. 1.7.15 схематически показан также резистивный ПЧД. Принцип действия основан на том, что электронный импульс делится на два канала: от точки падения на резистор – влево, на "землю", и вправо, на детектор. В такой схеме при однородном линейном резисторе усилитель зарегистрирует импульс с относительной амплитудой $A/A_0 = x/L$, где A_0 – полная амплитуда тока электронной пачки МКП на нагрузочном сопротивлении усилителя; L – длина резистора, x – координата, отсчитанная от его левого края. В случае, если мы можем считать амплитуды всех пачек A_0 одинаковыми, все получается и так хорошо. Если же нет, то перед резистором надо поставить металлическую сетку, которая будет улавливать определенную (небольшую) часть электронов, и еще один усилитель. Тогда сигнал от сетки будет пропорционален A_0 и координату можно определить, вычислив отношение амплитуд двух импульсов, регистрируемых одновременно.

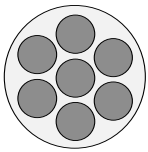


Рис. 1.7.16. *Расположение семи дискретных анодов в двухкоординатном ПЧД на основе сборки МКП.*

Позиционная чувствительность может быть обеспечена разными методами, не только резистивным анодом. У нас выпускаются ВЭУ с семью анодами, рис. 1.7.16. Здесь расчет на то, что электронная пачка на выходе МКП идет достаточно широким конусом, так что захватывает сразу несколько анодов. Семь сигналов регистрируются одновременно и соотношение между ними определяет координаты центра пачки. Это – двухкоординатный ПЧД.

1.7.4 Эмиссия электронов из твердых тел

Процессы эмиссии электронов с поверхности твердого тела нас интересуют здесь постольку, поскольку они определяют принцип работы и свойства фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Так что опишем их основные законы и особенности проявлений, существенные именно в этом специфическом случае.

1.7.4.1 Термоэлектронная эмиссия.

При любой конечной температуре имеется некоторая вероятность обнаружения электрона с аномально большой энергией, достаточной для выхода его в вакуум. Довольно простые соображения относительно факторов, определяющих интенсивность такой эмиссии, приводят к формуле Ричардсона-Дэшмана:

$$j = AT^2 \cdot \exp\left(-\Phi_t / kT\right), \qquad (1.7.6)$$

где j - плотность термоэмиссионного тока с поверхности, A - постоянная, Φ_t - "термоэлектронная" работа выхода эмиттера. В металлах Φ_t равна фотоэлектронной работе выхода Φ_{ph} или "красной границе" фотоэффекта, определяемой энергией верхних заполненных электронных состояний. В полупроводниках $\Phi_t < \Phi_{ph}$ (см. следующий раздел).

Для A простая теория дает универсальное для всех веществ значение порядка 120 А/(см^{2}К^2), реально может быть в 1,5 - 2 раза меньше.

При комнатной температуре (T = 295 К) для веществ с работами выхода 1,5 и 2 эВ получим величины плотностей токов $2{,}6\cdot10^{-19}$ А·см$^{-2}$ и $7{,}6\cdot10^{-28}$ А·см$^{-2}$ соответственно, т.е. 1,6 и $4{,}8\cdot10^{-9}$ электрона в секунду с 1 см^2. Обычно фотокатод имеет малую работу выхода, в некоторых случаях (оксидный катод) - около 1 эВ, так что термоэмиссионный ток с него может быть значителен и обычно он и является основным источником "темнового" тока ФЭУ. Его величина сильно зависит от температуры и может быть уменьшена охлаждением фотокатода или уменьшением его площади. В некоторых ФЭУ, предназначенных для регистрации сфокусированных пучков длинноволнового излучения, специально уменьшают рабочую площадь фотокатода, закрывая часть окна слоем металла с большей работой выхода.

Охлаждение фотокатода, даже незначительное, до температур (250 – 255) К, снижает ток термоэмиссии на 4 и более порядков. Реально на хороших ФЭУ, чувствительных в видимой области, можно получить

эмиссию единиц электронов в секунду с полной площади фотокатода в 4-6 см^2 вместо нескольких тысяч при комнатной температуре.

Надо помнить, что термоэмиссионный ток возникает в ФЭУ там же, где и полезный, фотоэмиссионный. Средняя энергия термоэлектронов равна 1,5kT, т.е. около 0,037 эВ при комнатной температуре, что также практически равно средней энергии фотоэлектронов или, во всяком случае, много меньше энергии, которую электрон получит в вытягивающем поле по пути на первый динод. Следовательно, ***каждый термоэлектрон проходит весь процесс умножения так же, как и фотоэлектрон и дает на выходе сигнал, неотличимый от полезного.***

1.7.4.2 Фотоэлектронная эмиссия

При освещении поверхности полупроводников и металлов, помещенных в вакуум, из них могут вылетать электроны. Это явление получило название фотоэлектронной эмиссии или внешнего фотоэлектрического эффекта, или эффекта Столетова.

Внешний фотоэффект подчиняется следующим законам:

1. ***Закон Столетова.*** Величина фототока пропорциональна интенсивности света (числу фотонов, падающих на поверхность в единицу времени) при постоянном спектральном составе излучения.

2. ***Закон Эйнштейна.*** Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов тем больше, чем больше частота падающего света.

Для полупроводников $\frac{mv_{\max}^2}{2} = \hbar\omega - \Phi_{ph}$, где m и $v_{\max}$ - масса и максимальная скорость фотоэлектрона. Фотоэффект наблюдается только при облучении светом с частотой, превышающей $\hbar\omega_0 = \Phi_{ph}$. Частота $\hbar\omega_o$ и соответствующая ей длина волны $\lambda = 2\pi c/\omega_0$ являются "*красной границей*", характеризующей длинноволновый край чувствительности фотокатода.

3. Фотоэффект практически безынерционен, время запаздывания между поглощением фотона и появлением фотоэлектрона менее 10^{-14} с.

Эмиссионная способность материала для каждой длины волны может быть охарактеризована интегральным по углу (углу между направлением вылета электрона и нормалью к поверхности) ***КВАНТОВЫМ ВЫХОДОМ ФОТОЭМИССИИ*** Y, равным отношению числа вышедших электронов (фотоэлектронов) к числу поглощенных фотонов. Спектр $Y(\hbar\omega)$

имеет длинноволновую (красную) границу, определяемую ***ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РАБОТОЙ ВЫХОДА*** Φ_{ph}.

Угловое распределение эмитированных фотоэлектронов в фотокатодах ФЭУ можно считать косинусным, т.е. довольно существенная часть электронов эмитируется под большими углами к поверхности. Это необходимо учитывать при конструировании катодной камеры, но больших сложностей не создает, т.к. *средние энергии фотоэлектронов* (а, следовательно, и их тангенциальные составляющие) малы по сравнению с вытягивающими потенциалами.

Для объяснения этих законов и механизма фотоэмиссии из полупроводника удобно воспользоваться его зонной моделью.

Согласно зонной теории, электроны в кристаллах обобществлены и свободно (почти) перемещаются по кристаллу[1]. В нормальном состоянии потоки электронов в любом направлении одинаковы и потому средняя скорость их перемещения равна нулю. Электрический ток возникнет, если внешнее поле изменит это симметричное распределение электронов по импульсам.

Но электрон – квантовая частица и все допустимые состояния квантованы по импульсу. Шаг квантования δp (в проекциях на оси) обратно пропорционален размеру кристалла L: $\delta p = 2\pi\hbar / L$. Этот шаг очень мал, но факт квантования важен, поскольку он определяет количество возможных электронных состояний в заданном объеме p-пространства. А одно состояние могут занимать не более двух электронов с различными спинами (принцип Паули).

От величины импульса зависит не только кинетическая энергия[2] $E_k = p^2 / 2m^*$, но и потенциальная. Дело в том, что электрон – волна[3] и от длины волны, $\lambda = 2\pi\hbar / p$, зависит и характер, и энергия его взаимодействия с периодическим полем кристалла. Если λ равна двум меж-

[1] Эта модель применима не ко всем типам твердых тел, но ко всем, которые могут считаться проводящими.

[2] Масса, мера инерции электрона в периодическом поле кристалла, не равна массе свободного электрона. Ее называют ***ЭФФЕКТИВНОЙ МАССОЙ*** и обозначают как m^*.

[3] Точнее – волновой пакет, сумма гармоник. Частотный состав пакета зависит от кристаллической структуры и межатомного расстояния. Но для нас это пока не очень существенно, можно рассматривать электрон и как монохроматическую волну.

атомным расстояниям a (или иная, из набора $\lambda_n = 2a/n$, где n – целое), то возникают условия для эффективного отражения волны. Волна, движущаяся "вперед", порождает волну, движущуюся "назад", и т.д. При суммировании этих волн получаем уже не бегущую, а стоячую волну, с периодом, вдвое меньшим, чем у исходной, т.е. ровно a. У такой волны есть два стационарных состояния в поле с периодом a – на узлы решетки приходятся либо пучности, либо узлы волновой функции. Соответственно, полные энергии электронов в этих двух состояниях с одинаковыми импульсами, нулевыми кинетическими энергиями (стоячая волна), но разным расположением в решетке, различаются на амплитуду модуляции потенциала[1] в кристалле.

Таким образом, в энергетическом спектре, который для истинно свободных электронов непрерывен, в точках $p = n\pi\hbar/a$ возникают разрывы. Вся энергетическая шкала оказывается разбита на ***РАЗРЕШЕННЫЕ*** и ***ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЗОНЫ*** энергий. И все разрешенные зоны занимают одинаковый объем в p-пространстве, в котором помещается ровно N состояний, т.е. может разместиться $2N$ электронов (N – число элементарных ячеек в кристалле, в простейшем случае – число атомов).

В пределах разрешенной зоны два соседних (по импульсу) состояния энергетически различаются пренебрежимо мало. Если бы не запрет Паули, то любое слабое внешнее поле могло бы исказить симметричное распределение электронов по импульсам, создать электрический ток.

Так и происходит в металлах – веществах, в которых количество валентных электронов или закон их распределения по зонам таковы, что одна или несколько разрешенных зон оказываются заполнены лишь частично. И находящиеся в них электроны имеют возможность изменить свое состояние под действием внешнего поля.

Иное дело – полупроводники[2]. В них электроны целиком заполняют некоторые разрешенные энергетические зоны, а более высокие остаются совершенно пустыми. В заполненных зонах нет свободы перераспределения электронов по импульсам, а в свободных нет электронов.

---

[1] Потенциал и потенциальная энергия электрона различаются только множителем ($-e$). Правомочность сравнения таких величин как потенциальная энергия и потенциал подтверждается хотя бы тем, что этот заряд обычно принимают за (-1).

[2] Между полупроводниками и диэлектриками нет принципиального различия. Оно заключается только в ширине запрещенной зоны.

Проводимость отсутствует, но возникнет, если откуда-нибудь появятся электроны в нижней свободной зоне (***ЗОНЕ ПРОВОДИМОСТИ*** или ***С-ЗОНЕ***), либо вакансии, дырки в ансамбле электронов верхней заполненной (***ВАЛЕНТНОЙ*** или ***V-ЗОНЕ***). Те и другие обеспечивают возможность переноса заряда в направлении поля, потому у них есть общее название – "***НОСИТЕЛИ ЗАРЯДА***".

Все так называемые "полупроводниковые эффекты" основаны на том, что можно управлять концентрациями ***НОСИТЕЛЕЙ***, создавая их термическим возбуждением, облучением или электрическим полем. И самое существенное здесь то, что для создания носителей необходима энергия, равная ширине запрещенного интервала энергий, ***ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЕ***[1].

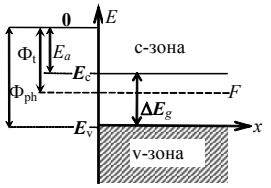


Рис. 1.7.17 *Энергетическая диаграмма полупроводника.*

Обычно энергетическую схему полупроводников изображают так, как показано на рис. 1.7.17. Здесь вертикальная ось энергий электронов проведена по границе раздела вакуум/кристалл. На ней отмечены принципиальные энергии:

- **0** – потенциальная энергия электронов в вакууме принята за ноль;
- E_v и E_c – края зон разрешенных энергий, валентной зоны (v-зоны, верхней заполненной) и зоны проводимости (c-зоны, нижней свободной);
- $\Delta E_g = E_c - E_v$ - ширина зоны запрещенных энергий;
- ***A*** – величина электронного сродства кристалла. ***ЭЛЕКТРОННОЕ СРОДСТВО*** или "***СРОДСТВО К ЭЛЕКТРОНУ***" - та энергия, которая будет выделена при внесении в кристалл одного избыточного электрона. Она же – величина кинетической энергии электрона в зоне проводимости, минимально необходимая для его выхода в вакуум.
- ***F*** – среднестатистическая энергия связи электронов в твердом теле, или ***ХИМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ***, или ***ЭНЕРГИЯ ФЕРМИ, УРОВЕНЬ ФЕРМИ***.

При конечной температуре часть электронов v-зоны переходит в зону проводимости. Вероятность того, что при термическом равновесии

[1] Введение примесей позволяет уменьшить необходимую энергию.

в кристалле состояние с энергией E при температуре T будет занято электроном, определяется ***ФУНКЦИЕЙ ФЕРМИ***:

$$f = \frac{1}{1+\exp\left[(E-F)/kT\right]}, \qquad (1.7.7)$$

где F – энергия Ферми.

В валентной зоне $E - F < 0$, $f \approx 1$, так что ***ПОЧТИ ВСЕ*** состояния заняты при любой разумной температуре. В зоне проводимости, напротив, $E - F > 0$, $f \approx 0$ и ***ПОЧТИ ВСЕ*** состояния свободны.

Энергия, необходимая для отрыва электрона в вакуум, зависит от способа возбуждения. В фотоэлектронной эмиссии квант света имеет вполне определенную энергию и ему все равно, из каких состояний выбивать электрон. Но в с-зоне их концентрация на 5 – 8 порядков меньше, чем в v-зоне, поэтому красной границей фотоэффекта следует считать энергетический интервал от уровня вакуума до верха валентной зоны[1], $\mathbf{\Phi}_{\text{ph}}$ – фотоэлектронная работа выхода.

При термоэлектронной эмиссии возбуждение и отрыв электронов происходят за счет тепловой энергии. Хоть в с-зоне электронов мало, но зато на их отрыв нужно меньше энергии, так что вероятность их возбуждения в $\exp\left(\Delta E_g / kT\right)$ раз больше. В среднем получается, что энергия, необходимая для отрыва одного термоэлектрона, равна $\mathbf{\Phi}_{\text{t}}$ – термоэлектронная работа выхода. Именно она фигурирует в уравнении Ричардсона–Дешмана, стр. 95.

Процесс фотоэлектронной эмиссии из твердого тела можно рассматривать как последовательность трех этапов, см. рис. 1.7.18:

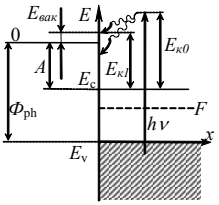


Рис. 1.7.18

1) поглощение падающего фотона $h\nu$, приводящее к возбуждению электрона до энергий, достаточных для выхода;

2) диффузия возбужденного электрона к поверхности твердого тела;

3) прохождение электрона через поверхностный потенциальный барьер в вакуум.

В кристалле все состояния с энергией выше $\boldsymbol{E_c}$

[1] Это не значит, что из с-зоны нельзя выбить фотоэлектронов. Просто для этого нужны большие освещенности или очень чувствительные приборы. ФЭУ, которые по паспорту не чувствительны к видимому свету ($\mathbf{\Phi}_{\text{ph}} > 3$ эВ), тоже приходится защищать от паразитной засветки.

– свободны, так что квант света может перебросить электрон в любое из них. Поглощение начинается при $\hbar\omega \geq \Delta E_g$. Созданные при этом электроны с-зоны и дырки v-зоны увеличивают проводимость кристалла. Этот эффект называется ***ФОТОПРОВОДИМОСТЬ***.

Если же электрон, возбужденный в с-зону, получает в ней кинетическую энергию E_{k0}, превышающую сродство к электрону, $E_{k0} > A$, то он имеет возможность выйти в вакуум (см. рис. 1.7.18). Для этого ему нужно только достичь поверхности и преодолеть поверхностный потенциальный барьер. Оба эти процесса связаны с возможными потерями.

Во-первых, на пути к поверхности он почти неизбежно потеряет часть энергии и к поверхности подойдет с энергией $E_{k1} < E_{k0}$. На рис. 1.7.18 изображены две волнистые стрелки, изображающие процесс дрейфа. Верхняя – для случая, когда на пути к поверхности он потерял незначительную энергию. Нижняя отражает ситуацию, в которой электрон "свалился под барьер" и выйти уже не может.

Во-вторых, даже имея достаточную энергию E_{k1}, он может не выйти, отразиться от барьера. Ведь на поверхности тормозящее поле направлено перпендикулярно к ней, а импульс подошедшего электрона имеет случайное направление. Полная кинетическая энергия – сумма энергий, связанных с импульсами, перпендикулярным и параллельным поверхности: $E_{k1} = \dfrac{p^2}{2m} = \dfrac{p_\perp^2}{2m} + \dfrac{p_\parallel^2}{2m}$. Электрон сможет выйти, если угол падения его на поверхность α удовлетворяет соотношению:

$$A < \frac{p_\perp^2}{2m} = \frac{(p \cdot \cos\alpha)^2}{2m} = E_{k1}\cos^2\alpha = (A + E_{вак})\cos^2\alpha, \qquad (1.7.8)$$

(см. рис. 1.7.19). При изотропном угловом распределении электронов для прозрачности барьера $T(E_к)$ получим: $T = 1 - \sqrt{A/E_{k1}}$.

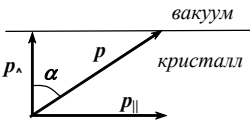


Рис. 1.7.19

Прозрачность барьера быстро растет с энергией электронов, а значит, и с энергией возбуждающих фотонов. Если учесть к тому же, что энергетический спектр фотовозбужденных электронов непрерывен, $0 \leq E_{k0} \leq h\nu - \Delta E_g$, и с увеличением $h\nu$ он просто смещается вверх по энергии, рост вероятности выхода электрона с ростом $h\nu$ становится довольно быстрым. Обычно рост ***КВАНТОВОГО ВЫХОДА*** фотоэлектронов $Y(h\nu)$ вблизи порога фотоэмиссии близок к экспоненциальному, а ско-

рость его нарастания с $h\nu$ в первую очередь зависит от величины сродства к электрону A. Чем меньше сродство, тем быстрее растет $Y(h\nu)$ и тем больше его предельная величина.

Поэтому одна из задач, стоящих перед разработчиками фотокатодов – создание катодов с возможно меньшим сродством к электрону. Желательно – ***С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ СРОДСТВОМ***, т.е. таких, у которых энергия электронов на дне с-зоны больше, чем их энергия в вакууме. В этом случае (см. рис. 1.7.20) все электроны, возбужденные в с-зону, получат возможность выйти в вакуум, и вероятность этого будет меньше единицы только из-за неизбежных потерь в сопутствующих процессах, которые здесь не обязательно рассматривать.

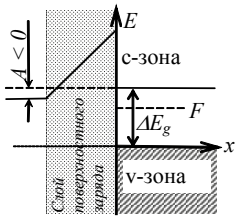


Рис. 1.7.20

В природе мало веществ с отрицательным сродством к электрону, но можно сделать систему, обладающую таким свойством. Для этого можно на поверхность полупроводника нанести слой с положительным зарядом (например, слой Cs, который отдаст свой электрон полупроводнику) или слой дипольных молекул, например, BaO.

На рис. 1.7.20 условно изображен ход потенциала[1] близ поверхности в этом случае. Видно, что любой электрон с-зоны имеет возможность выйти, если толщина нанесенного слоя достаточно мала и электроны могут туннелировать сквозь оставшийся узкий барьер. Если нанести монослой Cs^+ или BaO, то вероятность туннелирования будет высока.

По спектрам чувствительности ФЭУ, представленным на рис. 1.7.9, стр. 84, можно судить о том, насколько разработчиком удалось оптимизировать строение поверхности фотокатода. В некоторых случаях, особенно для массивных, а не полупрозрачных катодов, спектральная характеристика почти П-образна.

1.7.4.3 Вторичноэлектронная эмиссия (ВЭЭ)

По сути, вторичноэлектронная от фотоэлектронной эмиссии отличается только способом возбуждения электронов твердого тела, но во многих аспектах это отличие принципиально. В ФЭУ ускоряющее на-

[1] Здесь на оси y отложена $E = -eU$ – энергия электронов. Потенциал имеет другие знак и размерность, но наглядность картинки от этого едва ли страдает.

пряжение между парой соседних динодов не превышает 200 В, так что мы не будем рассматривать особенности взаимодействия с поверхностью более "горячих" электронов.

Электрон, в отличие от фотона, имеет заряд и потому гораздо более эффективно взаимодействует с веществом. Глубина его проникновения в твердое тело не превышает двух монослоев (менее 1 нм), тогда как коэффициент поглощения света – величина порядка 10^5 $см^{-1}$, т.е. глубина проникновения света – 100 нм. Все процессы, разыгрывающиеся при электронном ударе, происходят в непосредственной близости от поверхности, что резко увеличивает вероятность выхода возбуждаемых им вторичных электронов в вакуум.

Второй существенный момент – энергия возбуждения. Обычно она составляет 50÷150 эВ, что много больше энергий фотонов (1÷10 эВ) и много больше таких величин, как работа выхода и ширина запрещенной зоны полупроводников. Отсюда - возможность возбуждения до достаточно больших энергий сразу нескольких электронов ("пачка") и эмиссия нескольких электронов. Отношение числа эмитируемых "вторичных" электронов к числу упавших "первичных" называется ***КОЭФФИЦИЕНТОМ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ*** и обычно обозначается σ. Величина σ зависит от энергии первичных электронов. Характер этой зависимости представлен на рис. 1.7.21.

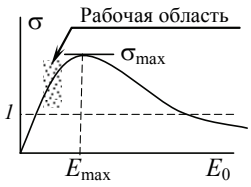


Рис. 1.7.21 *Характер зависимости коэффициента вторичной эмиссии σ от энергии падающих электронов E_0.*

При малой энергии падающих электронов σ меньше единицы, но в максимуме может достигать величин 6÷7 и более. Если эмиттер имеет малое или отрицательное электронное сродство ($E_a < 0$, т.е. дно зоны проводимости выше нулевого уровня и выйти может любой электрон с-зоны), можно получить и 20÷30 (например, на первом диноде в ФЭУ-130). Спад при дальнейшем увеличении энергии объясняется тем, что становятся возможными возбуждения более глубоких, не валентных электронов, так что появляется мощный конкурирующий канал диссипации энергии, не дающий "горячих" электронов, способных выйти в вакуум.

В динодной системе ФЭУ вторичное умножение числа электронов происходит на каждом диноде, так что общий коэффициент умножения $K \approx \sigma^n$. При разработке ФЭУ число динодов и рабочее напряжение выбираются так, чтобы получить желаемый К, в большинстве случаев это

$10^5 \div 10^8$. При $\sigma = 3{,}5$ и $n = 13$ получим $K = 1{,}2 \cdot 10^7$. Изменение напряжения питания ФЭУ приводит к изменению энергии первичных электронов на динодах и соответствующему изменению коэффициента умножения всей системы. Можно считать, что в ФЭУ зависимость K от напряжения примерно линейна.

1.7.4.4 Автоэлектронная эмиссия

В отличие от предыдущих, этот вид эмиссии не требует возбуждения электронов, поэтому ее еще называют "холодная" эмиссия.

На рис. 1.7.22 представлен ход потенциала (вернее - потенциальной энергии электрона, $U = -eV$) близ поверхности, к которой приложено вытягивающее электрическое поле. Кристаллу соответствуют координаты $x < 0$.

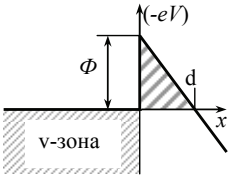


Рис. 1.7.22 *Ход потенциальной энергии электрона близ поверхности полупроводника в сильном вытягивающем электрическом поле.*

В точке $x = d$ в вакууме потенциальная энергия электронов равна энергии верхних валентных электронов кристалла. В том случае, если ширина потенциального барьера, который нужно преодолеть для перехода из кристалла в точку А менее примерно 1 нм, этот переход оказывается возможным.

Он называется ***КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ,*** а суть его заключается в том, что нет абсолютного запрета на проникновение квантовой частицы в область, в которой его кинетическая энергия отрицательна. Вероятность такого проникновения пропорциональна $\exp(-k_2 x)$, где k_2 - мнимая часть волнового вектора, . Электрон, встречая потенциальный барьер, виртуально проникает в него как камень в вязкую упругую “стенку” и отражается, если "стенка" на глубине проникновения не кончилась.

Подобный процесс может наблюдаться и внутри полупроводника при больших полях – туннелирование из валентной зоны в зону проводимости. Обычно это приводит к пробою – так называемый Зинеров пробой.

Напряженность поля, необходимая для такой эмиссии, может быть оценена из того, что на расстоянии примерно в 1 нм энергия элек-

трона должна изменяться на величину работы выхода, т.е. 4-5 эВ. Это дает $5 \cdot 10^7$ В/см. Реально - меньше из-за понижения поверхностного потенциального барьера в вытягивающих полях (эффект Шоттки). В идеальных умножителях таких полей не бывает, но на динодах и сетках могут быть заусенцы, пылинки, на которых концентрируются поля.

Возникать может этот процесс при достаточно высоких междинодных потенциалах, т.е. при высоких напряжениях питания, область III на рис. 1.7.11, стр. 87. Зависимость величины автоэмиссионного темнового тока от напряжения питания V примерно пропорциональна $\exp\left(-Const \cdot \sqrt{V}\right)$, при больших напряжениях этот ток становится доминирующим и очень быстро растет.

Собственно автоэмиссия дает небольшой ток, но появлением начального автоэлектрона инициируется процесс его умножения в динодной системе по уже рассмотренному механизму. Поэтому вклад единичного акта автоэмиссии в полный темновой ток зависит от места нахождения первопричины. Первые диноды необходимо делать особо тщательно.

1.7.5 Лабораторная работа "Исследование фотоэлектронного умножителя"

Вам предстоит провести работу, аналогичную той, с которой необходимо начинать любому пользователю ФЭУ при установке не то, что нового типа, а просто нового экземпляра ФЭУ. Прежде, чем начинать с ним работать, необходимо: выбрать для него рабочую точку, измерить спектр чувствительности*[1] (относительный) и выяснить доминирующую природу темновых токов*. Существенные параметры ФЭУ зависят от способа измерения его сигнала*. Вы будете работать в режиме измерения постоянного тока*.

1.7.5.1 Задание

Одна из основных характеристик ФЭУ, чувствительность – коэффициент пропорциональности между интенсивностью падающего излучения и сигналом на выходе ФЭУ. Он, естественно, зависит от длины волны. Понятие ***спектр чувствительности*** включает два аспекта: вос-

[1] Звездочкой (*) здесь и далее помечены термины, свойства или процессы, суть которых Вы должны хорошо знать. "Хорошо" – это значит в том объеме, в котором они рассмотрены в разделе 1.7.

произведение правильных ***абсолютных величин*** чувствительности во всей спектральной области, где она отлична от нуля, либо воспроизведение только правильного ***соотношения чувствительности*** на различных длинах волн. Соответственно говорят об ***относительном или абсолютном*** спектре.

Измерение абсолютных величин световых потоков бывает нужно в довольно редких случаях. Чаще цель эксперимента состоит в определении ***соотношения интенсивностей*** в различных точках изучаемого спектра, определении закона взаимосвязи интенсивности излучения с какими-либо параметрами излучателя (температура, ток, давление в газовом разряде и т.д.). Кроме того, техники измерения относительного спектра и его абсолютной градуировки существенно различаются, требуют разной аппаратуры, так что надо считать, что измерение относительного спектра и его абсолютная градуировка – совсем разные задачи.

Вы не сможете провести абсолютную градуировку, но установка позволяет (см. описание установки) измерить ***спектр относительной чувствительности*** с достаточной точностью. Достаточной для того, чтобы получить навык работы с ФЭУ и разобраться в вопросе о том, какова область его чувствительности, чем она определяется, какие свойства фотокатода и ФЭУ в целом определяют те или иные особенности спектра его чувствительности[1].

Для определения спектра чувствительности ФЭУ необходимо иметь перестраиваемый источник монохроматического излучения и иметь возможность вычислить, либо каким-нибудь надежным способом измерить интенсивность света на его выходе. Вам предлагается работать на установке, содержащей лампу накаливания (источник непрерывного спектра) и монохроматор. Зная законы излучения абсолютно черного тела и параметры монохроматора, можно вычислить интенсивность света на его выходе, правда, в относительных единицах. Следовательно, экспериментальная работа в этом случае сводится к градуировке шкалы монохроматора и измерению зависимости сигнала ФЭУ от длины волны выводимого излучения. После деления на интенсивность света получим искомую величину, если есть уверенность, что измеренный сигнал действительно возбужден светом, не содержит темновых токов или иных паразитных составляющих.

[1] Напомним также, что спектры чувствительности, отнесенные к мощности облучения и к величине квантового потока – не одно и то же.

Темновые токи*, неустранимый недостаток, ограничивающий обнаружительную способность*, имеются у любого ФЭУ. Выходной сигнал – всегда сумма темнового тока и полезного сигнала. При измерениях спектра и вычислении чувствительности величину темнового тока необходимо по возможности минимизировать и обязательно учесть то, что осталось. Возможность минимизации определяется тем, что величины полезного сигнала (при постоянной освещенности) и темнового тока определяются различными процессами* и по-разному зависят от напряжения питания*. ***Очень важно правильно выбрать рабочую точку – напряжение питания, при котором достигается максимум отношения сигнал/шум***.

Темновой ток – тоже шум, но со специфическим спектром. Можно считать, что он содержит основную составляющую на нулевой частоте, плюс "обычные" шумы этого постоянного сигнала – белый и 1/*f*. Абсолютные величины и соотношение этих составляющих шума зависят не только от особенностей измерительного прибора, но и от природы самого темнового тока* в данном экземпляре ФЭУ, при выбранных условиях питания.

Шумит и полезный сигнал. В идеальном случае шум ФЭУ определяется чисто статистикой*, описываемой в предположении, что все работает идеально и нет таких дополнительных шумовых факторов. Таких, например, как случайные пробои в электрических цепях, обратная связь*, перегрев последних динодов и эффекты расталкивания электронов пачки*. Вероятность всех этих процессов растет с увеличением напряжения питания и при высоких напряжениях они начинают вносить существенный вклад. Одновременно увеличивается и постоянная составляющая темнового тока, и собственно шумы полезного сигнала, возникают неустойчивости*.

Рабочей точкой ФЭУ надо считать напряжение, при котором оптимально отношение сигнал/шум, но при измерениях на постоянном токе оценка величины шумов затруднительна. Поэтому можно задачу упростить и считать рабочей точкой напряжение, при котором максимально отношение сигнал/темновой ток и не наблюдается неустойчивостей, возникающих при больших напряжениях.

Вам будет сказано, в каком диапазоне можно изменять напряжение питания для конкретного предложенного ФЭУ. Ограничение сверху необходимо не только для борьбы с шумами, но и для уменьшения риска летального исхода Вашего эксперимента для ФЭУ и делителя напряжения. В этом диапазоне и нужно измерить темновой и световой токи.

При этом желательно световой сигнал не делать большим, чтобы не зайти случайно в область нелинейности, и не делать его маленьким, чтобы он все-таки на один – два порядка превышал темновой (при том же напряжении питания).

Сравнение форм полученных зависимостей подскажет Вам, какова доминирующая природа темновых токов*, а их отношение позволит найти рабочую точку. Только после этого можно снимать спектральную зависимость сигнала.

Для расчета спектра излучения лампы накаливания нужно оптическим пирометром определить температуру ее нити. Спектр излучения на выходе монохроматора пропорционален спектральной плотности излучения лампы (см. описание установки, п.2).

Для выполнения работы ***Вы должны знать*** единицы измерения света, законы теплового излучения, основные типы датчиков интенсивности и, конечно, что такое ФЭУ*, его устройство, принцип работы, способы использования, параметры. Все это можно найти в начале данного раздела. Кроме того, нужно знать основные характеристики оборудования, используемого в работе:

1. Источники света – лампа накаливания и ртутная лампа низкого давления;

2. Дифракционный монохроматор, в данном случае – построенный по схеме Эберта-Фасти, без синусного механизма (см. раздел 2.4.2.2);

3. Оптический пирометр;

4. Высоковольтный блок питания ФЭУ и вольтметр, используемый как измеритель тока ФЭУ.

При выполнении экспериментальной части работы нужно:

1. Проградуировать шкалу монохроматора по спектру паро ртутной лампы низкого давления.

2. Установить и включить лампу накаливания, оптическим пирометром определить температуру нити.

3. Измерить зависимости тока ФЭУ от напряжения питания при постоянном световом сигнале на произвольной длине волны и в темноте.

4. Выбрать рабочую точку (оптимальное напряжение питания) и измерить зависимость сигнала от длины волны. При этом следует пом-

нить, что интересует величина ***светового*** сигнала, т.е. показание измерительного вольтметра, отсчитанное от его показания при выключенном освещении. Здесь полезно не лениться и почаще перекрывать световой поток для контроля "нуля".

Прежде, чем приступить к измерениям спектра, прокрутите монохроматор и посмотрите, где расположена область чувствительности, ее длинно- и коротковолновая границы. Определите, где (при каких делениях барабана) начинается второй порядок спектра.

Измерения в области чувствительности нужно провести с шагом не более 10÷15 нм.

Измерение тока ФЭУ нужно проводить при слабом сигнале, раз в 10÷50 превышающем темновой ток. Шаг по напряжениям – не более 10 В. Темновой ток не нужно снимать вне диапазона, в котором измерен световой сигнал.

Отчет должен содержать:

- краткое описание схемы эксперимента, используемые для расчета формулы, а также все полученные экспериментальные данные и конечные результаты в виде таблиц и графиков;

- спектры измеренного сигнала ФЭУ, расчетных величин интенсивности света и чувствительности ФЭУ. Их следует построить на одном графике, подобрав для каждого удобный масштаб;

- вольтамперные зависимости темнового и светового токов и их отношение также на одном графике, но здесь желательно масштабы подобрать поточнее, так, чтобы на графике спектры слились или пересеклись близ рабочей точки.

Пусть Вас не смущает, что для каждой кривой понадобится свой масштаб. Главное, чтобы график достаточно наглядно изображал полученные зависимости, а если масштабы указаны, путаницы не возникнет.

Градуировочную кривую монохроматора можно не приводить, если Вы пользовались формулой зависимости $\lambda(\varphi)$. Но тогда нужна формула и коэффициенты в ней.

1.7.5.2 Экспериментальная установка

Схема установки представлена на рис. 1.7.23.

Установка включает источник света *S* (используются два источника, пароргутная лампа и лампа накаливания), осветительную линзу *O*, монохроматор (входная и выходная щели не показаны), ФЭУ в кожухе с

вмонтированным делителем напряжения питания, источник стабилизированного высокого напряжения ВС-22 (блок питания ФЭУ), вольтметр, измеряющий ток на выходе ФЭУ по падению напряжения на входном сопротивлении $R_{нагр}$. Кроме того, в комплект приборов входят не показанные на схеме блоки питания ламп и оптический пирометр.

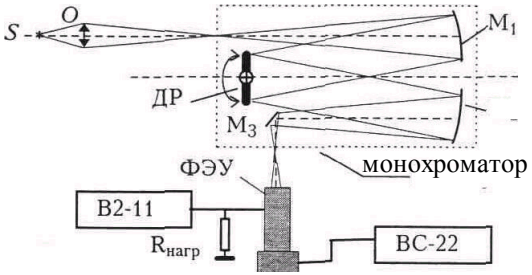


Рис. 1.7.23. *Схема установки для измерения параметров ФЭУ.*

Установка позволяет измерять:

1. Зависимость тока ФЭУ от напряжения питания;

2. Зависимость светового сигнала от длины волны падающего света.

Этого достаточно для того, чтобы получить информацию об основных свойствах ФЭУ, если известны:

- градуировочная кривая монохроматора,
- спектр источника,
- зависимость коэффициента пропускания оптической схемы от длины волны.

1.7.5.3 Параметры установки

1) Спектр излучения лампы накаливания рассчитывается просто, если известна температура нити и можно считать, что коэффициент черноты ε не зависит от длины волны. В данном случае так считать можно. Введение поправок на зависимость ε(λ) ничего принципиального в спектрах не изменит. Не нужно только забывать, что формула Планка дает *спектральную плотность излучения лампы,* а ФЭУ выдаст сигнал, зависящий от *мощности излучения,* прошедшего на него через монохроматор, т.е. от величины

$$\Phi = Const\ I(\lambda)\, d\lambda \quad \text{или} \quad \Phi = Const\ I(\nu)\, dv, \qquad (1.7.9)$$

так что надо разобраться сначала, каким выражением следует пользоваться, $I(\lambda)$ или $I(\nu)$.

Температуру нити Вы определите оптическим пирометром. Он проградуирован в шкале яркостных температур, так что необходимо

будет сделать поправку на коэффициент черноты. Ошибка в определении истинной температуры может внести существенные искажения в вычисленный спектр излучения и, следовательно, в полученный спектр чувствительности ФЭУ.

2) Проградуировать шкалу монохроматора Вам предстоит самостоятельно. По ртутным линиям Вы получите несколько реперных точек. Еще одна точка, очень существенная, – нулевой порядок. На приборе написаны деления барабана (приближенно, нужно будет проверить), соответствующие нулевому порядку. Зная закон зависимости длины волны от угла поворота решетки $\lambda(\theta)$ (см. разделы 2.2, 2.4), можно построить интерполяционную кривую. Но лучше по полученным реперам определить необходимые константы в выражении, определяющем зависимость $\lambda(\theta)$.

Длины волн основных линий ртути приведены в паспорте установки. Поскольку в основном Вы будете работать в видимой области спектра, для градуировки монохроматора не нужно использовать ФЭУ, проще наблюдать линии глазом.

3) Коэффициент пропускания (*эффективность,* $\boldsymbol{K}(\lambda)$) *оптической схемы* – характеристика важная, но обычно очень трудно измеряемая. На сложностях, возникающих из-за этого, следует остановиться подробнее.

Иногда можно сделать более или менее точные оценки $\boldsymbol{K}(\lambda)$, но обычно оказывается проще решить основную задачу, не измеряя $\boldsymbol{K}(\lambda)$. Для этого надо в первую очередь четко представить себе, чего именно Вы добиваетесь. На установке, аналогичной изображенной на рис. 1.7.23, в принципе, можно:

- изучать спектры различных источников, помещаемых перед объективом *O*, на место *S, либо*

- изучать спектры действия излучения на Ваш объект, помещаемый в выходном луче монохроматора, а ФЭУ использовать для текущего контроля интенсивности возбуждения, *либо,* как в данной работе,

- изучать именно ФЭУ, что почти сводится к предыдущему случаю.

Во втором и третьем случаях для экспериментатора важно только произведение спектра излучения на $\boldsymbol{K}(\lambda)$. Если оно известно, то обе задачи легко решаются. Измерение сигнала ФЭУ в зависимости от длины волны сразу дает возможность определить его спектр чувствительности. Если нет, то необходимо промерить спектр абсолютной интенсивности

на выходе монохроматора, для чего нужны абсолютные датчики интенсивности, с независящей от λ чувствительностью: болометры, термостолбики (см. разделы 1.6.3, 1.6.4, стр. 61, 63).

В первом случае нас интересует произведение К(λ) *на спектр чувствительности* ФЭУ, т.е. *чувствительность установки,* включающей и оптическую схему, и ФЭУ. Все это вместе следует воспринимать как некий единый прибор, перестраиваемый избирательный детектор излучения. Спектр его чувствительности можно определить, использовав стабильный стандартный источник[1] Если яркость источника и сигнал на выходе ФЭУ известны в абсолютных единицах, то и спектр чувствительности установки можно также получить в абсолютных единицах.

Если говорить точно, то Вы сможете решить только эту задачу, а относительно того, насколько полученный спектр отражает свойства ФЭУ, можно построить лишь некоторые предположения.

Во-первых, следует заранее отказаться от попыток определения *абсолютной* чувствительности. Поэтому и задача изначально формулируется как измерение *относительного* спектра чувствительности ФЭУ. Во-вторых, с хорошим приближением можно считать, что оптическая схема имеет постоянную эффективность во всей интересующей нас области спектра, т.е. она не искажает спектр излучения источника.

---

[1] Практика спектральных исследований знает два типа таких источников: тепловые и синхротронные. Синхротронное излучение – излучение релятивистских частиц, движущихся с ускорением. Оно всегда возникает в электронных синхротронах на закругленных участках орбиты (присутствует центростремительное ускорение) и сначала считалось крайне неприятным, т.к. во-первых, приводит к потерям энергии электронов, а во-вторых, дает значительную часть общего радиационного фона синхротрона. Но уже давно синхротроны начали использовать как источники интенсивного излучения с уникальными свойствами (см., например, главы 1-3 в сборнике "Синхротронное излучение", п/ред. К.Кунца, М., Мир, 1981, 526 стр.): спектр непрерывен в очень широкой области, до жесткой рентгеновской; излучение поляризовано, законы излучения известны не менее точно, чем законы теплового излучения, так что, зная энергию электронов, радиус орбиты и ток в кольце, можно точно рассчитать спектр и абсолютную интенсивность. Сейчас уже имеется значительное число синхротронов, созданных и используемых специально для оптических исследований. Чаще это не синхротроны в прямом понимании этого слова (приборы, предназначенные для ускорения частиц и сброса их на мишень, цикл ускорения–сброса составляет обычно 20 мс и большую часть этого времени электроны имеют малые энергии), а так называемые накопители, в которых энергия частиц и ток в кольце поддерживаются постоянными в течение длительного времени, часами.

Действительно, величина $\boldsymbol{K}(\lambda)$ определяется:

- используемой апертурой прибора;
- эффективностью объектива О;
- коэффициентами отражения зеркал M_1, M_2, M_3 и дифракционной решетки ДР монохроматора;
- эффективностью решетки (см. раздел 2.2, дифракционная решетка);
- шириной спектрального интервала, выделяемого монохроматором.

Рассмотрим последовательно все эти факторы.

При фиксированной установке объектива *О* апертура может зависеть от длины волны только если ширина пучка в монохроматоре ограничивается размером решетки. Тогда ее поворот при сканировании по λ может как-то повлиять на апертуру. Но в нашей установке апертура монохроматора используется не полностью. Ширина пучка ограничивается размером объектива, т.е. постоянна.

Дисперсия материала линзы влияет на спектр эффективности осветителя по двум причинам: с длиной волны *изменяется коэффициент отражения* поверхностей линзы *и изменяется ее фокусное расстояние.* Первое приводит к прямым потерям излучения, второе – к изменению размера изображения нити лампы на входной щели монохроматора, т.е. к изменению освещенности щели. Оба эти эффекта незначительны и их можно не учитывать, но *Вы должны уметь рассчитать их возможную величину* и связанные с этим погрешности. Необходимые сведения можно найти в разделе 1.4, стр. 29. Заодно подумайте, можно ли установить объектив *О* так, чтобы эти два фактора взаимно компенсировали друг друга (хотя бы частично), чтобы они имели разные знаки.

Зеркала алюминированы, а у алюминия существенное уменьшение коэффициента отражения начинается только в области короче 200 нм [6]. В видимой - близкой УФ-области он постоянен с точностью до нескольких процентов.

Зависимость эффективности решетки от длины волны определить сложнее, для этого нужно знать параметры решетки и оптической схемы монохроматора (см. разделы 2.2, 2.4). *Мы будем считать, что она постоянна,* но если Вам придется проводить аналогичную работу для исследовательских целей, этот вопрос нужно серьезно рассмотреть. К сожалению, часто приходится работать не с той решеткой, которая

нужна, а с той, которая есть. В нашем случае все получается удачно, т.к. и решетка подходит для данной схемы, и рабочая область узка.

Ширина выделяемого щелью спектрального интервала и ее зависимость от λ полностью определяется оптической схемой монохроматора. Схема Эберта-Фасти хорошо изучена и описана в [6]. Подумайте, чего от нее можно ожидать и заодно определите для себя, какой из формул (1.7.11) следует пользоваться.

Таким образом, будем считать, что распределение интенсивности в спектре на выходе монохроматора с достаточной точностью воспроизводит спектр излучения лампы.

1.7.5.4 Оптическая пирометрия

Оптические пирометры – приборы для бесконтактного измерения высоких температур (больше 600 °С), при которых заметно излучение в видимой области. По принципу действия различают оптические пирометры:

1) суммарного излучения,

2) монохроматические (яркостные),

3) 2-х-цветовые или просто цветовые.

Принцип действия их основан на измерении параметров оптического излучения нагретого тела. Измерения проводят сравнением спектральной яркости объекта с яркостью специальной пирометрической лампы, вмонтированной в пирометр.

В перечисленных методах измеряется, соответственно, либо полная яркость в видимом диапазоне, либо спектральная яркость на одной или двух длинах волн. Точность методов и особенности их использования определяются свойствами теплового излучения, которое с достаточной точностью описывается законами Планка и Кирхгофа, а также – их следствиями, называемыми законами Стефана-Больцмана и Вина.

1.7.5.5 Законы теплового излучения

Закон Планка описывает равновесную силу теплового излучения в среде *(сила излучения – мощность излучения в единичном телесном угле)* как функцию температуры T и длины волны λ.

$$dI_b(\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\frac{S}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right)-1}d\lambda\,, \qquad (1.7.10a)$$

где c – скорость света в вакууме, S – площадь поперечного сечения пучка.

Тот же закон в форме зависимости от частоты света имеет несколько иной вид:

$$dI_b(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{S}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} d\nu, \qquad (1.7.10б)$$

здесь – третья степень частоты.

Полная мощность, которая должна была бы выйти через поверхность, в 2π стерадиан, с учетом косинусной зависимости от полярного угла:

$$d\Phi_b(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{S}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} d\lambda \qquad (1.7.11а)$$

$$d\Phi_b(\nu) = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{S}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} d\nu \qquad (1.7.11б)$$

Этой формулой должно описываться распределение интенсивности и в излучении с поверхности твердого тела, но только в случае, если на поверхности не возникает потерь из-за отражения и образец можно считать оптически бесконечно толстым, непрозрачным. Тела, удовлетворяющие этим требованиям, называются *абсолютно черными телами,* т.к. они не отразят и не пропустят сквозь себя внешнее излучение.

Законам излучения абсолютно черного тела (1.7.10) – (1.7.11) соответствует только излучение, выходящее из малого отверстия в стенке большой полости. Поверхности раздела фаз в этом случае нет, так что нет и отражения, а излучение, попавшее в полость, полностью поглотится стенками на многочисленных переотражениях даже в случае, если их коэффициент отражения относительно высок. Очень близко к черному телу распределение интенсивности в спектре Солнца в видимом диапазоне.

В практике, имея дело с реальными поверхностями, выражения (1.7.10) – (1.7.11) следует дополнить множителем, характеризующим реальное ослабление потока излучения при наблюдении ***вне*** образца. Он называется ***коэффициентом черноты*** или ***коэффициентом серости*** и

обозначается обычно $\varepsilon(\lambda,T)$. Очевидно, что эта характеристика должна зависеть и от λ, и от T.

Потери излучения на отражение и пропускание можно определить, измерив соответствующие величины для внешнего потока, т.е. измерив интенсивности падающего на образец пучка Φ_0, отраженного, поглощенного и прошедшего[1]:

$$\Phi_0 = \Phi_{отр} + \Phi_{погл} + \Phi_{пр} = (\rho + \alpha + \tau)\Phi_0. \qquad (1.7.12)$$

Выражение (1.7.12) будем считать определением безразмерных оптических параметров образца: коэффициентов отражения ρ, поглощения α и пропускания τ. При этом, естественно, $\rho + \alpha + \tau = 1$. Эти коэффициенты в общем случае также зависят от температуры тела и длины волны падающего излучения.

Согласно ***закону Кирхгофа***, излучательная способность $\varepsilon(\lambda,T)$ любого тела равна его коэффициенту поглощения $\alpha(\lambda,T)$ при заданной температуре и длине волны:

$$\varepsilon(\lambda,T) = \alpha(\lambda,T), \qquad (1.7.13)$$

а величины ρ и τ определяют только потери излучения.

Можно считать, что коэффициент отражения ρ изменяется в небольших пределах. Для большинства поглощающих веществ он обычно больше, чем 0,05 и меньше, чем 0,3. Соответственно, он мало влияет и на величину α. Но если не обеспечено условие $\tau = 0$, можно ожидать значительной зависимости α от λ и T. Здесь возможны изменения в диа-

[1] Обратите внимание на тот факт, что введенные таким образом величины коэффициентов отражения, пропускания, поглощения характеризуют *образец,* с которым мы имеем дело, а не только *вещество,* из которого он сделан. На тонких образцах τ может быть велико, соответственно α - мало. Поэтому при решении задач, которые можно отнести к проблемам *материаловедения,* пользуются другими определениями тех же терминов, в которые будет вложен, соответственно, и несколько иной смысл. Например, *коэффициент поглощения K* (размерность – обратная длина) будет характеризовать закон затухания интенсивности света в поглощающей среде: $I(x) = I_0 \cdot (1-R) \cdot \exp(-Kx)$, где R - *коэффициент отражения от границы раздела фаз.* Но для рассматриваемой задачи важны только отмеченные интегральные характеристики полного отражения, пропускания и поглощения, определяемые и материалом, и состоянием поверхности, и размерами (толщиной) образца. Для образца толщиной l в случае, если $Kl \geq 1$, справедливо:

$$\alpha = 1-\tau-\rho; \quad \tau \approx (1-R)^2\exp(-Kl); \quad \rho \approx R\cdot[1 + (1-R)^2\exp(-2Kl)]$$

пазоне от $\tau = 0$ до $\tau \approx (1 - \rho)$ даже для фиксированной λ при изменении температуры, или при фиксированной температуре для длин волн в неширокой части видимой области. Связанные с этим сложности возникают, например, в оптической пирометрии при варке цветных стекол. По спектру расплава непросто определить цвет, который это стекло будет иметь при нормальной температуре.

Наши задачи проще. В реально интересующих нас веществах излучение видимого диапазона интенсивно поглощается и можно считать, что для металлических ленточек $\tau = 0$, т.е. оптически они всегда бесконечно толсты. Все излучение разделяется лишь на отраженное и поглощенное, так что $\rho(\lambda,T) + \alpha(\lambda,T) = 1$.

Далее, с удовлетворительной степенью точности можно считать, что для металлов в видимом диапазоне $\rho \approx Const$, т.е. и $\alpha \approx Const < 1$. Такие тела называются *серыми* (большинство металлов действительно на глаз являются серыми). У них спектральный состав излучения соответствует планковскому, только интенсивность меньше, чем у абсолютно черных тел с той же температурой. Зная ε и T, для них просто рассчитать и полную мощность излучения, и положение максимума спектральной плотности излучения.

Закон Стефана-Больцмана *определяет полную мощность излучения во всем спектральном диапазоне.* Она может быть определена интегрированием (1.7.10) по λ. Для серых тел получим:

$$P = S \cdot \sigma \cdot \varepsilon \cdot T^4, \qquad (1.7.14)$$

где $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ Вт/град^{4}м^2 – постоянная Стефана-Больцмана.

Чтобы определить длину волны, соответствующую максимальной интенсивности излучения, надо взять производную от (1.7.10) или (1.7.11) по λ и приравнять ее нулю. Получим ***закон смещения Вина***:

$$\lambda_{\max}\left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right)\right] = \frac{1}{5}\frac{hc}{kT} \qquad (1.7.15)$$

Экспонента в (1.7.15) мала и можно считать, что

$$\lambda_{\max} \approx \frac{2{,}898\ [\text{мм} \cdot \text{К}]}{T\ [\text{К}]} \qquad (1.7.16)$$

ЛИТЕРАТУРА

1 Физические величины: Справочник/Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.

2 Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1976.

3 Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.

4 Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. 2–е изд. Л.: Машиностроение, 1968.

5 Тарасов К.И. Спектральные приборы. Л.: Машиностроение, 1977.

6 Пейсахсон И.В. Оптика спектральных приборов. Л.: Машиностроение, 1975.

7 Апенко М.И., Дубовик А.С. Прикладная оптика. М.: Наука, 1971.

8 Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника, М., Мир, 1976, 432 стр.

9 Займан Дж., Принципы теории твердого тела, М., Мир, 1966, 416 с.

10 Шубников А. В., Основы оптической кристаллографии, М., 1958;

11 Физический Энциклопедический Словарь в 5-ти томах// Советская Энциклопедия, М., 1962.

12 Сена Л.А. Единицы физических величин и их размерности. М., "Наука", 1988.

13 Анисимова И.И., Глуховской Б.М., Фотоэлектронные умножители. М., Сов.радио, 1974.

14 Боровков А.А., Теория вероятностей. М., Наука, 1986.

2. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

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

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ **121**

2.1. ПРИЗМА **122**

2.1.1. Угол наименьшего отклонения *123*

2.1.2. Угловая дисперсия *124*

2.1.3. Угловое увеличение *125*

2.1.4. Разрешающая способность *126*

2.1.5. Аберрации призмы *128*

2.1.6. Специальные виды призм (системы призм) *130*

2.2. ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА **133**

2.2.1. Дифракция на плоской отражательной решетке *134*

2.2.2. Инструментальный контур и распределение энергии по дифракционным порядкам *135*

2.2.3. Дисперсия и меридиональное увеличение *137*

2.2.4. Разрешающая способность решетки *138*

2.2.5. Наложение порядков *138*

2.2.6. Решетки с профилированным штрихом *139*

2.2.7. Неплоские решетки *141*

2.2.8. Аберрации решеток *141*

2.3. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ УЗЛЫ СП **142**

2.3.1. Фокусирующие системы *142*

2.3.1.1. Коллиматоры и объективы *142*

2.3.1.2. Входные осветители *145*

2.3.2. Интегрирующая сфера *147*

2.3.3. Светоделительные устройства *150*

2.4. КОНСТРУКЦИИ И ПАРАМЕТРЫ СП **151**
2.4.1. Общая оптическая схема прибора *152*
2.4.1.1. Параметры оптической схемы *154*
2.4.1.2. Спектрометры *158*
2.4.2. Дифракционные приборы *159*
2.4.2.1. Дисперсия и сканирование спектра *160*
2.4.2.2. Приборы с плоскими решетками. *163*
2.4.2.3. Приборы с вогнутыми решетками *164*
2.4.3. Практические схемы приборов *166*
2.4.3.1. Дифракционные приборы *167*
2.4.3.2. Призменные приборы *169*
ЛИТЕРАТУРА **173**

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 $dn/d\lambda$.

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 $\boldsymbol{A}$ и коэффициентом преломления $\boldsymbol{n}$ 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.

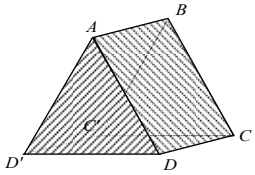


Рис. 2.1.1 *Простейшая призма*

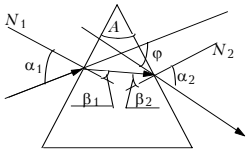


Рис. 2.1.2 *Обозначения к соотношениям* (2.1.1)–(2.1.4)

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

$$\varphi = \alpha_1 + \alpha_2 - A, \tag{2.1.1}$$

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

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

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

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 φ зависит от угла падения α_1, причем нелинейно. Для того, чтобы минимизировать эти аберрации, следует использовать такую установку призмы, при которой зависимость $\varphi(\alpha)$ минимальна, т.е. – в экстремуме. Система уравнений (2.1.1) – (2.1.4) позволяет найти условия экстремума $\varphi(\alpha)$. Для этого приравняем нулю производную $d\varphi/d\alpha_1$ и из (2.1.1) получим:

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

Дифференцирование остальных уравнений даст:

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

$$\cos\alpha_1\, d\alpha_1 = n\cdot\cos\beta_1\cdot d\beta_1\,, \qquad (2.1.7)$$

$$\cos\alpha_2\, d\alpha_2 = n\cdot\cos\beta_2\cdot d\beta_2\ . \qquad (2.1.8)$$

Отсюда:

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

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

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

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:

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

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 $D_\varphi = d\varphi/d\lambda$ продифференцируем по λ основные уравнения (2.1.1) – (2.1.4). Учтем, что $d\alpha_1/d\lambda = 0$, и получим:

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

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

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

$$\frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{d\beta_2}{d\lambda}. \qquad (2.1.15)$$

Отсюда:

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

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

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

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 $\frac{d\varphi}{d\lambda}$ 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*а*. 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:

$$\Gamma = \frac{\cos\alpha_1 \cos\beta_2}{\cos\alpha_2 \cos\beta_1}. \qquad (2.1.18)$$

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.

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

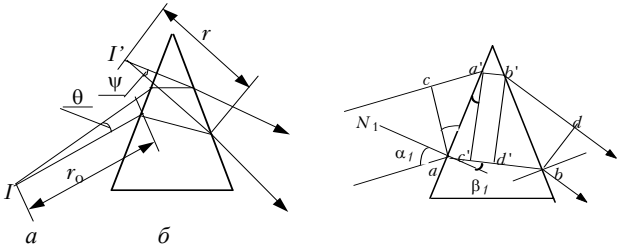


Рис. 2.1.3. *К расчету углового увеличения призмы.*

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.

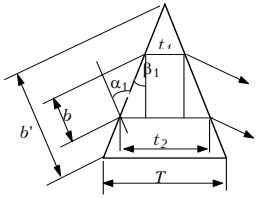


Рис. 2.1.4. *К расчету разрешающей способности призмы, ограничиваемой дифракционным уширением.*

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

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

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

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

а с учетом углового увеличения Γ оно станет равным

$$\delta\psi = \Gamma\delta\varphi = \Gamma\lambda/b\ . \qquad (2.1.21)$$

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

$$\delta\varphi = \delta\lambda \cdot (d\varphi/d\lambda). \qquad (2.1.22)$$

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

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

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

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

получим:

$$R = T\frac{dn}{d\lambda} \quad \text{или} \quad R = (t_1 - t_2)\frac{dn}{d\lambda}. \qquad (2.1.26)$$

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).

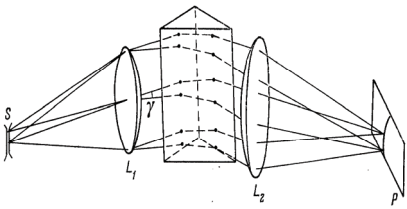


Рис. 2.1.5. *Искривление изображения щели при прохождении лучей через призму.*

Лучи, вышедшие из верхней точки входной щели, после коллиматора дают параллельный пучок, составляющий угол γ с меридиональной плоскостью (рис. 2.1.5). 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 по-

казывает, что *это приводит к искривлению изображения* – прямая входная щель изображается на выходе отрезком параболы:

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

лежащей в фокальной плоскости и изогнутой в коротковолновую сторону. Здесь y 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.

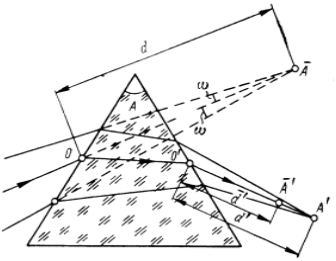


Рис. 2.1.6. *Призма в сходящемся пучке обладает астигматизмом, поскольку лучи, идущие в меридиональной и сагиттальной плоскостях преломляются поразному.*

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 OO' на рис. 2.1.6.

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

$$d \cdot \delta y = -\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \cdot \mathrm{tg}\alpha \cdot \left\{ \frac{3m^2}{\cos^2 A/2} + (M - L)^2 \right\}, \qquad (2.1.29а)$$

$$d \cdot \delta z = -\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \cdot \mathrm{tg}\alpha \cdot m \cdot (M - L). \qquad (2.1.29б)$$

Здесь α – угол падения на первую грань. Выражения даны для установки призмы в минимуме отклонения. Остальные обозначения – см. раздел 1.3 в главе 1 данного сборника.

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. На рис. 2.1.7 мы приводим некоторые из них.

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.

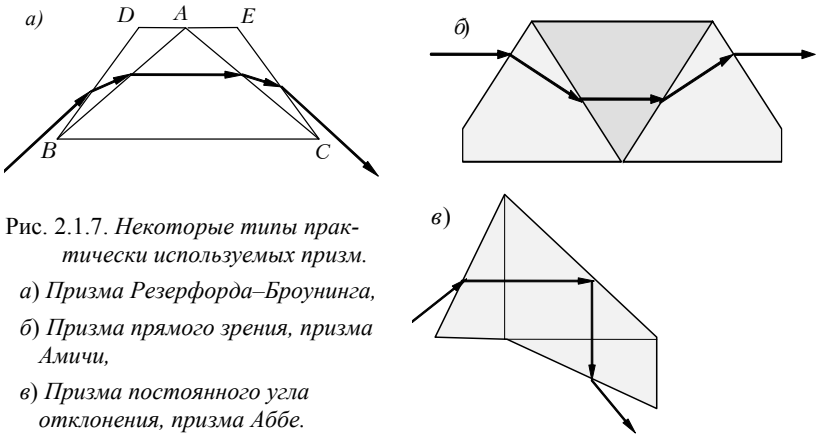


Рис. 2.1.7. *Некоторые типы практически используемых призм.*

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, крон–флинт–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^o и прямоугольной призмы полного внутреннего отражения, отклоняющей лучи на 90^o. 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^o. 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 Литтрова* (рис. 2.1.9*а)*, в которой угол отклонения равен 180^{o}.

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.

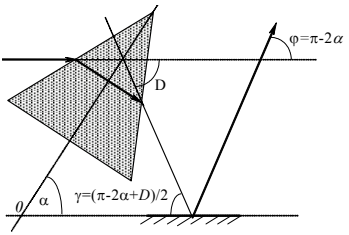


Рис. 2.1.8 *Схема постоянного угла отклонения, схема Водсворта.*

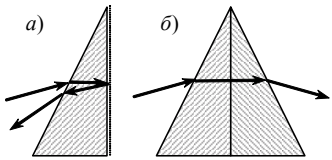


Рис. 2.1.9 *Призма Литтрова (а) и призма Корню (б).*

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 отраже-

ние. 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. 2.1.9*б*) состоит из двух прямоугольных полупризм с преломляющим углом около 30^{o}, 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 решет-

ки 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 ($\lambda<180$ нм, здесь воздух уже поглощает свет) и особенно при $\lambda<110$ 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 СП.

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:

$$t\cdot(\sin\varphi + \sin\varphi') = k\lambda. \qquad (2.2.1)$$

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 $\varphi, \varphi' < \pi/2$.

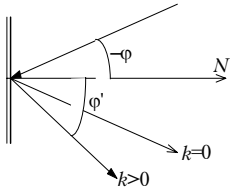


Рис.2.2.1. *Обозначения углов при дифракции на решетке.*

При $\sin\varphi = -\sin\varphi'$ 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, λ = 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:

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

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. 17), а сумма – вклады от всех полосок решетки. Величины u и δ – сдвиги фаз в одиночном дифракционном контуре и между контурами, рожденными двумя соседними полосками:

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

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:

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

или, обозначив

$$v \equiv \delta/2 = \pi t(\sin\varphi + \sin\varphi')/\lambda \tag{2.2.5}$$

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

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

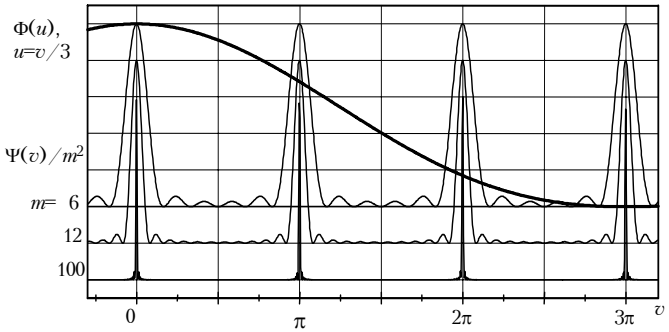


Рис. 2.2.2. *Графики функций Φ(u) и Ψ(v)/m² для случая b·cosφ=t/3. Функция Ψ(v) построена для решеток с полным количеством*

штрихов m=6, 12 и 100. Интенсивность вторичных максимумов быстро уменьшается с ростом m.

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 $v_k = 0, \pm k\pi\ldots$, 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. главу 1), 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.

2.2.3. Дисперсия и меридиональное увеличение

Угол отклонения лучей на решетке $\theta = \varphi' - \varphi$, 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:

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

В нулевом порядке ($\varphi = -\varphi'$) и в автоколлимации ($\varphi = \varphi'$) Γ=1.

2.2.4. Разрешающая способность решетки

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

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

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

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

$$k\,\lambda_н > (k-1)\lambda_в; \qquad k\,\lambda_в < (k+1)\lambda_н \ . \qquad (2.2.11)$$

Второе неравенство жестче, так что:

$$\frac{\lambda_в}{\lambda_н} \le 1 + \frac{1}{k}, \qquad \text{или} \qquad (2.2.12)$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_н} = \frac{\lambda_в - \lambda_н}{\lambda_н} \le \frac{1}{k} \ . \qquad (2.2.13)$$

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; φ и φ' – углы падения и дифракции, отсчитанные от нормали N. Как и раньше, положительными считаем углы, получающиеся вращением соответствующей нормали по часовой стрелке.

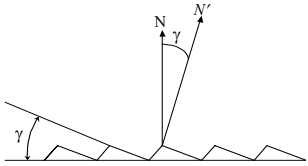


Рис. 2.2.3. *Решетка с профилированным штрихом*.

Пусть i, i' – углы между лучами и нормалью N', $\beta = (\varphi+\varphi')/2$, а $\theta = (\varphi'-\varphi)/2$. 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 u и v имеем:

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

$$v = \pi t \cdot (\sin\varphi + \sin\varphi')/\lambda = 2\pi t \cdot \sin\beta \cdot \cos\theta/\lambda. \qquad (2.2.14б)$$

Величина v 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 $\gamma = 9^o$, 12^o или 18^o. Расчет проведен для установки с фиксированными направлениями лучей, угол между которыми $2\theta = 60^o$.

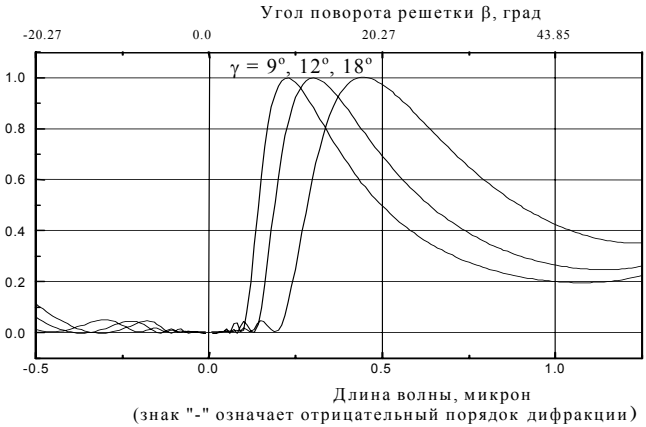


Рис. 2.2.4. *Зависимость функции* $\Phi(u)$ *от длины волны для профилированных решеток с плотностью штрихов 1200/мм и различными углами наклона штриха* γ.

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:

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

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 *искривление спектральных линий*, обусловленное, как и для призмы, особенностью прохождения лучей, не параллельных плоскости главного сечения. Если лучи идут под углом δ, положение главного максимума определяется выражением:

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

то же, что (2.2.1), но эффективная постоянная решетки изменена в $\cos\delta$ 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^{o}) 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, параллельный 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.

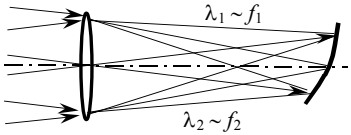


Рис. 2.3.1. *Влияние хроматической аберрации на ориентацию и форму фокальной поверхности спектрографа.* $\lambda_1 > \lambda_2$, $f_1 > f_2$.

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).

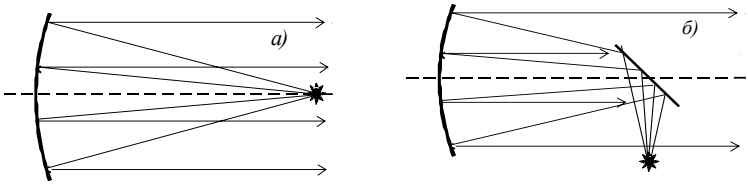


Рис. 2.3.2. *Параболический осевой коллиматор.*

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

Введя дополнительное зеркало (рис. 2.3.2б), 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.

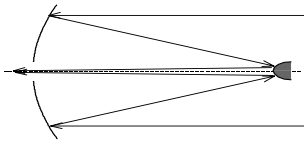


Рис. 2.3.3. *Объектив Косегрена – комбинация параболического вогнутого и эллиптического выпуклого зеркал.*

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.

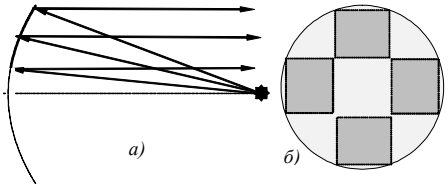


Рис. 2.3.4. *Внеосевой параболический коллиматор, ход лучей (а) и изготовление внеосевых параболоидов из большого осевого(б).*

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.

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.

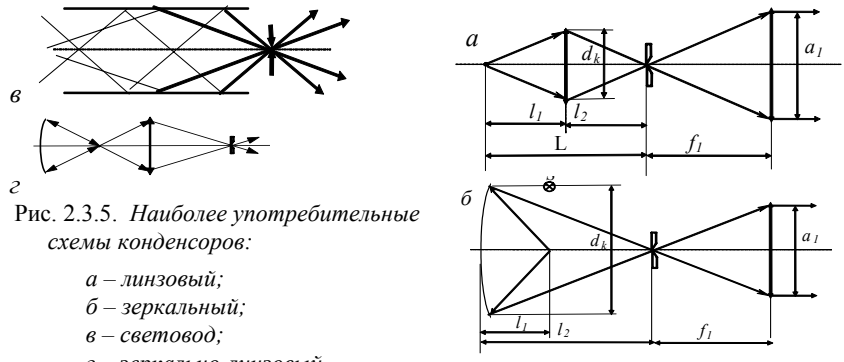


Рис. 2.3.5. *Наиболее употребительные схемы конденсоров:*

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

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. 2.3.5*а*) либо зеркальные конденсоры (рис. 2.3.5*б*). 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:

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

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 $> 35^o$, что достаточно для сверхсветосильных приборов[1].

Для более жесткого излучения, где нет прозрачных материалов, приходится использовать полые трубки с отражающими стенками. Ко-

[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 существенно уменьшается) и позволяют перенести излучение от объекта до спектрографа на практически произвольное расстояние.

эффициент 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.

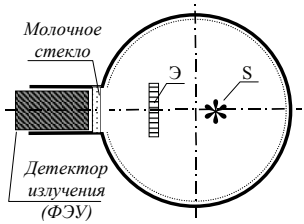


Рис. 2.3.6. *Фотометрический (светомерный) шар Ульбрихта*.
S – источник света,
Э – экран.

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 E одинакова для всех точек сферы, не зависит от места расположения источника и его диаграммы направленности, линейно зависит от светового потока F, излучаемого источником и равна:

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

Если $\rho \to 1$, то $E \to \infty$. 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.

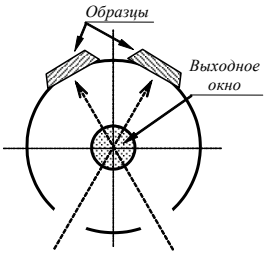


Рис. 2.3.7. *Интегрирующая сфера (разрез) для измерения коэффициентов отражения матовых поверхностей.*

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 распо-

ложен 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 светоделителя[1] 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 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.

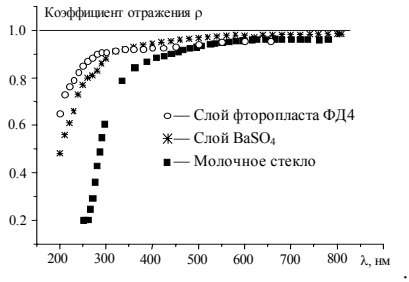


Рис. 2.3.8 *Спектры отражения различных диффузно отражающих слоев, применяемых в интегрирующих сферах.*

Спектры любезно предоставлены Кузнецовым В.Н

[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.

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.

2.3.3. Светоделительные устройства

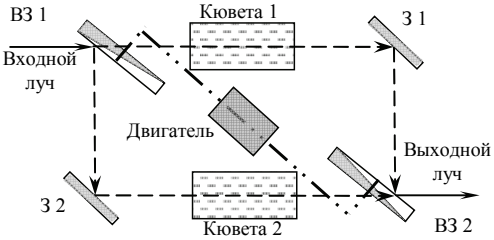


Рис. 2.3.9. *Схема устройства для измерения сравнительных спектров пропускания двух образцов.*

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 В32, оттуда – на выход устройства. В другой – отражается от В31 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);

3) *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. превращает параллельный пучок от каждой точки щели в веер монохроматических пучков параллельных лучей;

– фокусирующий объектив (объектив камеры) O_2;

– 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.

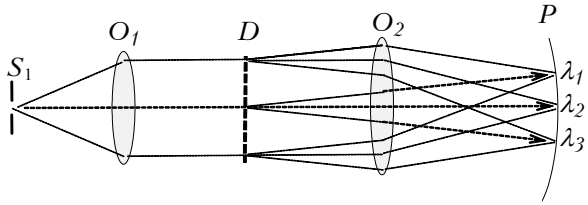


Рис. 2.4.1. *Общая схема спектрографа. Не показано реальное отклонение лучей на диспергирующем элементе на угол* $\theta(\lambda)$*, показана только зависимость этого угла от* λ.

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 *спектрографа* на фокальной поверхности P размещена кассета с фотопленкой или фотопластинкой. У *спектрометра*, *спектрофото-*

метра 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 матриц[1], всего спектра одновременно и сейчас спектрографы на УФ-видимую область выпускаются почти исключительно в таком исполнении.

Если в спектрометре стоит выходная щель и один фотоприемник, то говорят, что это – *спектрометр с одноканальной регистрацией*[2]. 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

[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.

[2] Если имеется и светоделительное устройство, позволяющее работать одновременно с двумя сравниваемыми образцами, спектрограф называют *двухканальным.* Одно из таких устройств описано в разд. 2.3.3.

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 определены 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:

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

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

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

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

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

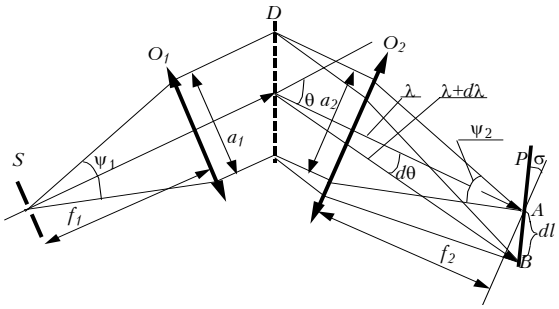


Рис. 2.4.2. *Обозначения к рассмотрению параметров оптической схемы спектрального прибора*

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 центрального 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. $\alpha = \pm \lambda/2a$, $I(\alpha) \cong 0{,}4 I_0$. Следовательно, полное угловое уширение на полувысоте АФ примерно равно λ/a[1], линейное уширение на поверхности P:

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

что соответствует спектральному интервалу:

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

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

$$h\Delta\nu = hc \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}. \qquad (2.4.6)$$

[1] Точнее – 0,88 λ/a.

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 АФ – 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:

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

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

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:

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

Но обычно изображение освещено *неравномерно*, так что (2.4.9а) пригодно только для определения средней величины. Освещенность в мак-

симуме 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 $\Delta\lambda$:

$$E = g B_0 \Delta\lambda. \qquad (2.4.9\ б)$$

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*

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

называется светосилой прибора по потоку.

При источнике сплошного спектра постоянной интенсивности B_0 поток на выходе равен

$$F = G \cdot B_0 \cdot \Delta\lambda^2\ , \qquad (2.4.12)$$

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 зер-

кал 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. Разнообразие конструкций спектрометров породило обширную 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 одновременно 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. 150. 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 2θ (см. рис. 2.4.3), заданный конструкцией прибора. Углы падения φ и дифракции φ' определяются им и углом отклонения нормали к решетке *N* от биссектрисы между лучами: $\beta = \dfrac{(\varphi + \varphi')}{2}$.

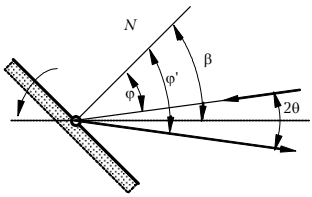


Рис. 2.4.3. *К расчету зависимости длины волны от угла поворота дифракционной решетки.*

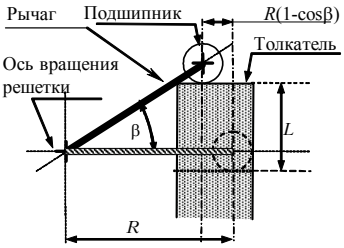
Уравнение решетки в *k*-ом порядке м.б. записано при этом в виде:

$$k\lambda = t(\sin\varphi + \sin\varphi') = t\big(\sin(\beta-\theta) + \sin(\beta+\theta)\big) =$$
$$= t\big(\sin\beta\cos\theta - \sin\theta\cos\beta + \sin\beta\cos\theta + \sin\theta\cos\beta\big) = \qquad (2.4.13)$$
$$= 2t\sin\beta\cos\theta$$

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 sinβ = L/R. Возникающее смещение подшипника относительно оси толкателя, R(1 - cosβ), 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 β = 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.

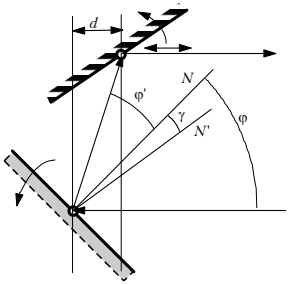


Рис. 2.4.5. *Схема Финкельштейна.*

N – нормаль к решетке;

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

γ – угол блеска.

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^o - γ). При сканировании они должны поворачиваться на одинаковые углы θ вокруг своих осей.

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

Обозначив углы между падающим и дифрагированным лучами 2θ, угол блеска – γ, получим:

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

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

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

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.

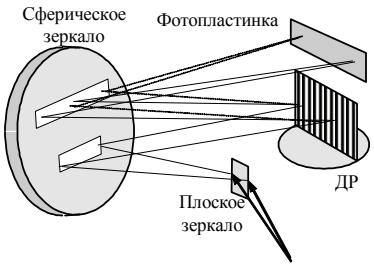


Рис. 2.4.6. *Автоколлимационная вертикальная схема Эберта, спектрограф.*

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.

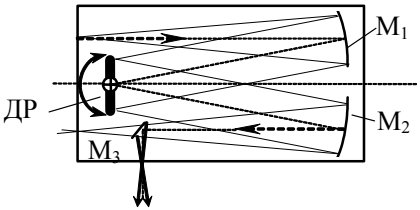


Рис. 2.4.7. *Горизонтальная схема Эберта.*

Изображена симметричная схема, т.е. зеркала одинаковы и стоят на одинаковом расстоянии от решет-

ки.

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:

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

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.

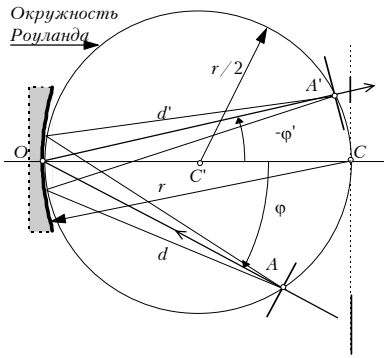


Рис. 2.4.8 *Ход лучей в меридиональной плоскости.*

Точка C – центр кривизны решетки.

Входная щель A и ее изображение A' 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 *C*. 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:

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

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

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

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 2θ. Сейя и Намиока показали, что в диапазоне малых углов поворота оптимальной оказывается симметричная схема, в которой $d = d' = r\cos\theta$, а угол $2\theta = arccos(1/3) \approx 70{,}5^{o}$. При больших углах поворота выгоднее оказываются несколько меньшие углы между лучами и небольшая асимметрия, $d = d'$. Имеется и второе решение, при углах $2\theta \approx 140^{o}$. 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 $\lambda = 0 \div 700$ нм (в первом порядке) максимальный угол поворота составляет $\beta = 15^{o}$ и при $2\theta = 70^{o}$ 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: $\delta y' = \dfrac{3y^2}{2r\cos\varphi'} A$, 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. 163. Фокусирующие зеркала – сферические. Сканирование производится поворотом решетки, без синусного механизма (рис. 2.4.4. на стр. 161). Поэтому градуировочная кривая нелинейна, хоть и близка к линейной.

Двойной монохроматор ДФС-12, используется в работе "Комбинационное рассеяние".

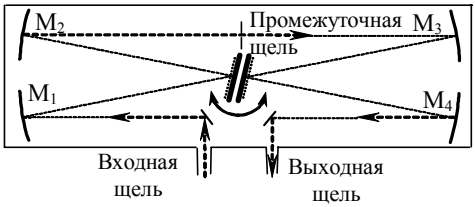


Рис. 2.4.9. *Двойной монохроматор ДФС-12 – два последовательно составленных монохроматора, горизонтальная схема Эберта*

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 широ-

кого диапазона частот[1]. 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 – лазера. 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.

Он построен по вертикальной схеме Эберта, рис. 2.4.10 (см. также рис. 2.4.6 на стр. 163). 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^o до 37^o. Одновременно с поворотом решетки линейно перемещается шкала длин волн 9. Лампочка 11 и линза 10 проецируют изображение шкалы на фотопластинку.

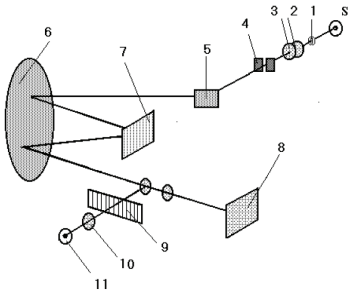


Рис. 2.4.10 *Схема спектрографа ДФС-8.*

Пояснения в тексте.

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

2.4.3.2. Призменные приборы

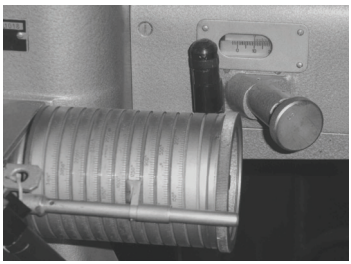
Призменные приборы используются в работах "Эффект Зеемана", "Фотопроводимость", "Фотоэлемент", "Сверхтонкая структура атомных спектров (СТС)", "Энергия диссоциации иода".

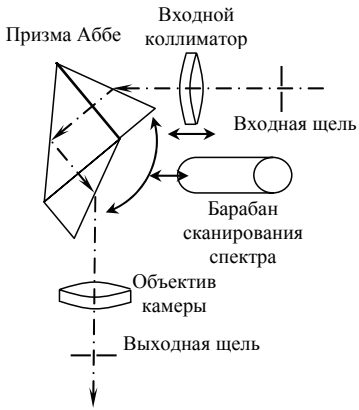
В качестве диспергирующих элементов в призменных приборах используются как отдельные призмы, так и призменные системы (см. разд. 2.1.6, стр. **Ошибка! Закладка не определена.**).

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 n от 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.

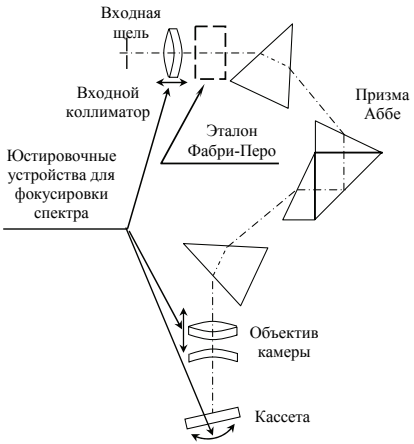


Рис. 2.4.12. *Спектрограф ИСП-51. Трехпризменный прибор, имеет юстировочные приспособления для фокусировки входного коллиматора и объектива камеры и для совмещения плоскости фотопластинки с фокальной поверхностью.*

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 разделить эти линии и исследовать структуру каждой в отдельности.

Это можно сделать с помощью интерферометра (эталона) Фабри-Перо, установленного между входным коллиматором и призмой, см. рис. 2.4.12. 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.

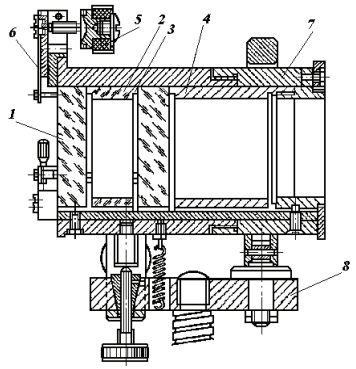


Рис. 2.4.13. *Интерферометр (эталон) Фабри-Перо ИТ-51-30.*

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 (*1* на рис. 2.4.13). Каждый раз малая доля излучения, падая на правое зеркало, проходит сквозь него, но между компонентами, испытавшими k или $(k + 1)$ отражений возникает сдвиг фаз:

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

где d – расстояние между зеркалами, 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 изображение, 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.

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 "Основы оптических измерений", глава 1 настоящего сборника.

3. АТОМНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

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

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ **176**

3.1 ИЗ ИСТОРИИ ОПТИКИ И ПЛАНЕТАРНОЙ МОДЕЛИ АТОМА **179**

3.2 АТОМ БОРА **194**

3.3 СПЕКТРЫ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ АТОМОВ **198**

3.3.1. Атом водорода и одноэлектронные ионы *198*

3.3.2. Ридберговские серии в спектрах многоэлектронных атомов и молекул *200*

3.3.2.1. Щелочные металлы. Квантовый дефект *200*

3.3.2.2. Квантовомеханическая трактовка задачи об атоме водорода *203*

3.3.2.3. Ридберговские серии в молекулярных спектрах *209*

3.4 СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА АТОМНЫХ СПЕКТРОВ **211**

3.4.1. Вычисление магнитных моментов ядер по сверхтонкому расщеплению уровней *211*

3.5 ОПИСАНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ **216**

3.5.1. Постоянная Ридберга *216*

3.5.2. Спектроскопическое определение ядерных моментов (СТС). *221*

3.5.2.1. Экспериментальное определение параметров сверхтонкого расщепления спектральных линий. *221*

3.5.2.2. Определение ядерного магнитного момента *224*

3.5.2.3. Порядок работы и практические указания *225*

ЛИТЕРАТУРА **227**

К разделу атомной спектроскопии относятся следующие лабораторные работы:

1. "Постоянная Ридберга", в которой Вы будете наблюдать одну из спектральных серий атома водорода, проверите закон следования линий в ней и определите величину постоянной Ридберга, энергию связи электрона в простейшем атоме;

2. "Интерферометр Майкельсона", с помощью которого можно измерить величину так называемого *изотопного эффекта*, зависимости энергии электронных орбиталей от массы ядра. Этот эффект возникает из-за наличия у связанного с ядром электрона *механического орбитального момента* количества движения;

3. "Эффект Зеемана", в котором проявляется наличие у электрона *магнитного момента*, – орбитального и спинового. Наблюдая расщепление и смещение атомных термов во *внешнем* магнитном поле, можно определить величину магнитного момента и убедиться в том, что это – квантованная величина;

4. "Сверхтонкая структура атомных спектров (СТС)", возникающая из-за наличия собственного магнитного момента и у атомного ядра.

ВВЕДЕНИЕ

В оптических спектрах атомов и молекул могут быть выделены группы линий, называемые *сериями*, которые объединены каким-либо простым законом изменения параметров начального или конечного состояний атома (молекулы), участвующих в переходе. Например, в молекулах – колебательные или вращательные серии, т.е. переходы между состояниями с фиксированными электронными конфигурациями, но различной энергией колебательного возбуждения. Или фиксированы электронные и колебательные возбуждения, но различаются вращательные состояния. Все возбуждения квантуются, так что каждому атомному или молекулярному состоянию (терму) соответствует вполне определенная внутренняя энергия, а переходу между двумя любыми термами – вполне определенная энергия фотона.

В атомах существует только электронное возбуждение, а в атоме водорода - простейший набор термов, определяемый возможными *стационарными* состояниями электрона в поле *единичного точечного заряда* протона. В атомах щелочных металлов для единственного *валентного электрона* состояния почти те же, так как ядро вместе с *остовными электронами* в сумме образуют эффективный единичный заряд. Наружный электрон на орбитах большого радиуса (когда этот единичный заряд можно считать точечным), должен иметь почти те же энергии, что и электрон атома водорода на дальних орбитах. Отличие в том, что, во-первых, орбитали[1] наружного и внутренних электронов все-таки перекрываются и это уже отличает картину от простейшей, водородной. А во-вторых, это перекрывание различно для *подуровней, различающихся орбитальным квантовым числом* (см. [1]). Но это мы знаем сейчас, а во времена Ридберга удалось просто обнаружить, что *все* линии в спектрах *всех* атомов расположены в сериях, описываемых простым законом:

[1] Орбиталями называют *фиксированные стационарные состояния* электронов, характеризуемые *фиксированным* набором *квантовых чисел* и, конечно, энергией. Каждой атомной орбитали соответствует некоторое пространственное распределение вероятности обнаружения занимающего ее электрона, которое удобно разложить на радиальную и угловую составляющие (*сферические гармоники*). Радиальное распределение даже для орбиталей с малой энергией связи отлично от нуля и в непосредственной близости от ядра, см. [1], глава 2.

$$\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{(n_1+\mu_1)^2} - \frac{1}{(n_2+\mu_2)^2}\right), \qquad \text{(B.1)}$$

где $\tilde{\nu} \equiv 1/\lambda$ ($см^{-1}$) – *волновое число*, R – *постоянная Ридберга*, выраженная в обратных сантиметрах, n_1 и n_2 – целые числа, μ_1 и μ_2 – дробные добавки, *постоянные для данной серии линий*[1].

Для водорода $\mu_1 = \mu_2 = 0$. При фиксированном n_1 линии с различными $n_2 = (n_1 + 1), (n_1 + 2), (n_1 + 3)\ldots$ образуют серию. При $n_1 = 2$ – серию Бальмера, которая попадает в видимую область, а потому была изучена первой. Серия Лаймана ($n_1 = 1$) приходится на вакуумную ультрафиолетовую область (воздух поглощает излучение с $\lambda < 185$ нм) и потому была обнаружена последней, почти 40 лет спустя.

Вам предстоит проверить правильность формулы Бальмера-Ридберга и определить величину постоянной R (в работе "постянная Ридберга"), либо проверить правильность первой квантовой теории, теории атома Резерфорда-Бора и определить величину сдвига линий в спектрах водорода и дейтерия, возникающую из-за различия масс ядер. А заодно – познакомиться с простейшими оптическими спектральными приборами – трехгранной призмой или интерферометром Майкельсона, который был им придуман для того, чтобы проверить, как скорость света зависит от взаимной ориентации луча и скорости Земли.

Формула (B.1) сыграла очень заметную роль в зарождении и становлении квантовой механики и современных представлений о микромире. Она была найдена экспериментально, при поиске закономерностей в спектрах, которые помогли бы найти ключ к строению атома, или хотя бы к тайне процесса излучения. И она дала необходимую информацию, причем так много сразу, что для осознания ее потребовалось 23 года, ушедших на вполне естественные попытки описания процессов излучения и поглощения в рамках сформированных веками законов классической физики. Были и редкие успехи, и более частые неудачи на этом пути, но в конце концов именно попытки классического описания свойств излучения и привели к формулировке основ квантовой физики. В том числе (или в первую очередь) – к

[1] Позже, когда стала ясна природа этой закономерности, знаменатели стали записывать как $(n - \Delta)$, где Δ может быть и больше единицы, а n – номер атомной орбиты. Поправки Δ – результат взаимного проникновения электронных оболочек. Называют их *квантовый дефект*.

признанию самого факта квантования состояний, которое, как сейчас это видно, совершенно явно записано в формуле (В.1). Если это равенство домножить на hc, то получим, что энергия фотона $h\nu$ равна разности энергий начального и конечного состояний.

3.1 ИЗ ИСТОРИИ ОПТИКИ И ПЛАНЕТАРНОЙ МОДЕЛИ АТОМА

Началом оптических исследований считается 1666 год, когда И.Ньютон (I.Newton, 1643-1727), разложив призмой белый свет в спектр, открыл явление спектральной дисперсии [2]. В отличие от Франческо Гримальди (F.Grimaldi, 1618-1663), несколько раньше разложившего спектр и призмой, и дифракционной решеткой[1], Ньютон сделал крупный шаг от описательной к доказательной, точной науке. В обсуждениях возможной природы света он склонялся к корпускулярной теории и основным аргументом было то, что "относительно света неизвестно ни одного случая, чтобы он распространялся по извилистым проходам или загибался внутрь тени". Волна же должна огибать препятствия как морская волна огибает камни. Правда, дифракционные кольца при прохождении луча через малое отверстие наблюдал еще Гримальди, а Ньютон наблюдал интерференционные кольца и "загибание" лучей близ края препятствия. Но он объяснял эти явления некими "приступами" легкого отражения или легкого преломления[2] и "притяжением" частиц света к частицам материи.

В то же время, в 1690 г., появилась и работа Х.Гюйгенса (Chr.Huygens, 1629-1695) "Трактат о свете". Гюйгенс исходил из волновых представлений и ему удалось описать прямолинейное распространение света, отражение, преломление, атмосферную рефракцию. Принцип Гюйгенса, согласно которому каждую точку волнового фронта можно рассматривать как источник, сохранился до сих пор. Одним из оснований того, что "свет состоит в движении какого-либо вещества" было, как ни странно это сейчас звучит, то обстоятельство, что "возникает свет от огня и пламени, т.е. от тел, находящихся в очень быстром движении" [3]. Это движение должно передаваться частицам эфира. Но здесь Гюйгенс проводил аналогию со звуком и считал, что

---

[1] Термин *дифракция* ввел Гримальди. Его работа "Физико-математический трактат о свете, цветах и радуге", вышла в 1665 году, после смерти автора, но до начала работ Ньютона.

[2] Я.И.Френкель (1894-1952, член-корреспондент АН СССР, зав. теоретическим отделом Физико-технического института и зав. кафедрой теоретической физики Политехнического ин-та; работал в области физики твердого тела, жидкостей, атомного ядра) в этих "приступах" легкого отражения или преломления видел интуитивное указание на вероятностный характер квантовых процессов.

свет – продольная волна. Поэтому он не смог объяснить законы прохождения света через два скрещенных двулучепреломляющих кристалла, и вообще явление поляризации было необъяснимо волновой теорией и поддерживало корпускулярную.

XVIII век не отмечен серьезными открытиями, повлиявшими на борьбу корпускулярных и волновых представлений. Считается, что большинство исследователей придерживалось корпускулярных концепций, но ряд крупных ученых отстаивал волновую теорию. В том числе Г.Лейбниц (G.Leibniz, 1646-1716), М.В.Ломоносов (1711-1765), Л.Эйлер (L.Euler, 1707-1783). Они считали, что природа состоит из "грубой" материи и "тонкого" вещества, эфира, менее плотного, но более упругого. Все физические явления – результат их движения и взаимодействия. В оптике Эйлер создал собственную волновую теорию, в которой свет также рассматривался как колебания эфира. Он описал законы преломления в зависимости от параметров среды и угла падения. Двулучепреломление объяснил зависимостью скорости света от направления распространения луча. Считал, что цвет зависит от частоты луча, причем синий цвет имеет большую частоту, чем красный.

В истории оптики XVIII век – начало фотометрии и период совершенствования оптических приборов. Опубликованы работы П.Бугера (P.Bouguer, "Оптический трактат о градации света", 1729 г.) и И.Ламберта (J.Lambert, "Фотометрия, или об измерениях и сравнениях света, цветов и теней", 1760г.). Появились понятия *яркости* и *освещенности*, получен закон Бугера-Ламберта-Бера. В 1758 г. (J.Dollond, 1706-1761) построен первый ахроматический объектив (возможность его построения была обоснована еще в теории Эйлера). В 1786 Д.Ритенгаус создал дифракционную решетку.

В 1801–1803 г.г. Т.Юнг (Th.Young, 1773 -1829) наблюдает интерференцию света, прошедшего через два близко расположенных малых отверстия, и объясняет ее суперпозицией волн. По наблюдаемой интерференционной картине он первый измерил длины волн и получил 0,7 мкм для красного и 0,42 мкм для крайнего фиолетового цвета. Но поляризационные явления еще не могли быть осмыслены в волновых представлениях. Э.Малюс (E.Malus, 1775-1812), победивший в конкурсе Парижской Академии наук 1808 года на лучшую математическую работу по теории двойного лучепреломления, исходил из корпускулярной модели Ньютона. Корпускулы естественного света несферичны и ориентированы хаотично, а при похождении через одноосный кристалл

или при отражении (от воды – под углом 52°45′) ориентируются определенным образом.

Работы по исследованию поляризации в первые 15 лет XIX века сильно укрепили позиции сторонников корпускулярной модели, поскольку продольной волной объяснить поляризационные явления не удавалось. К четкому утверждению о том, что свет – поперечная волна, пришел О.Френель (A.Fresnel,1788-1827) в 1821 г. Эта мысль возникла в результате успехов волновой теории, на основе которой ему удалось из единых принципов и описать интерференцию света, и разработать теорию дифракции (1818 г.). Он ввел также представления о когерентности элементарных волн. Но только предположение о поперечных колебаниях позволяло ему объяснить также и зависимость эффективности интерференции пучков от их относительной поляризации.

Теория Френеля была красива, но математически не строго обоснована. Волновая концепция на этом еще не утвердилась. Д.Араго (D.Arago,1786-1853), ранее поддерживавший Френеля и работавший с ним, заявил (в 1851 г.), что "не может более следовать идеям Френеля с тех пор, как тот стал говорить о поперечных колебаниях эфира" ([3], стр.207). Выглядели вполне убедительными и доводы Д.Брюстера (D.Brewster, 1781-1868), который считал невозможным приписывать Творцу "столь грубую идею, как заполнение всего пространства эфиром для того только, чтобы создать свет".

Волновая теория стала доминирующей со второй половины XIX-го века. В 1842 г. был открыт и в 60-х годах использован для измерения скорости звезд эффект Х. Доплера (Ch.Doppler, 1803-1853). В 1860-1865 г.г. разработана теория Дж.Максвелла (J.Maxwell, 1831-1879), показавшего, что свет – поперечная электромагнитная волна. Из уравнений Максвелла вытекало, в частности, существование светового давления ($p = \rho$, где ρ – объемная плотность энергии излучения), которое он рассчитал в 1873 г.[1] и которое было использовано в термодинамическом анализе светового поля, приведшего в конце концов к формуле Планка. Наконец, в 1882 г. Г. Кирхгоф (G.Kirchhoff, 1824-1887) разработал [4] строгую теорию дифракции, а Г.Роуланд (H.Rowland, 1848-1901) изготовил вогнутую дифракционную решетку

[1] Когда в 1899 г. П.Н.Лебедев экспериментально измерил это давление, У.Томсон (лорд Кельвин, W.Thomson, 1824-1907) сказал: "Я всю жизнь воевал с Максвеллом, не признавая его светового давления, и вот … Лебедев заставил меня сдаться перед его опытами" (Цитата приведена в [3]).

и в 1883 г. разработал ее теорию. Все законы геометрической оптики, поляризации, отражения и преломления нашли объяснение именно в волновой теории, а законы излучения и поглощения света пока что (по крайней мере, явно) не противоречили ей.

Атомная спектроскопия и спектральный анализ зародились и развивались в то же время, когда волновая теория света укрепляла свои позиции. Наличие *линейчатых спектров испускания* известно с 1815 г. В спектре свечи Й.Фраунгофер (J.Fraunhofer,1787-1826) обнаружил яркую желтую линию (натрия), а затем, желая найти такие же четкие линии в спектре Солнца, обнаружил их, но не яркие, а наоборот, темные (они и сейчас называются фраунгоферовыми). Линейчатый реперный спектр очень полезен для привязки к шкале длин волн, поэтому начались поиски таких реперов и вскоре были обнаружены четкие яркие линии в спектрах практически всех других источников. Было показано, в частности, что спектр электрической искры при больших давлениях газа определяется только материалом электродов (Ч.Уитстон (Ch.Wheatstone, 1802-1875), 1835 г.), а при низких можно получить чистый спектр газа (А. Ангстрем (A.Angström, 1814-1874), 1855 г.).

Техника спектральных исследований к концу века была развита уже почти до совершенства. Для измерений интенсивности использовались термостолбики, болометры и фотографические эмульсии. Разработаны эффективные и точные спектральные приборы – призменные, дифракционные, интерферометрические. В 80-х годах появились и приборы на основе вогнутой дифракционной решетки Г.Роуланда, разработавшего и теорию, и технологию изготовления качественных решеток до 800 штрихов на миллиметр. Точность измерений и интенсивности, и длины волны уже вполне достаточна, все было подготовлено к началу исследований процессов испускания и поглощения света. Даже спектральная область оптического излучения была расширена на ультрафиолетовую и инфракрасную.

В 1850 г. М.Меллони (M.Melloni, 1798-1854) опубликовал трактат "О тепловых цветах", который в основном посвящен анализу существа "тепловых лучей"[1]. К тому же, стремясь доказать их идентичность световым лучам, он исследовал излучательную и поглощательную спо-

[1] Сначала не было известно, что между ИК- и видимой областью нет принципиальной разницы, но было известно, что *инфракрасные лучи* несут основную долю тепла, отсюда и их название — *тепловые*.

собность различных тел, в том числе и черней[1]. Это было началом серьезных исследований взаимодействия излучения с веществом.

В 1859-1862 появились работы Г.Кирхгофа и Р.Бунзена (R.Bunsen, 1811-1899), с которых начинается история *спектрального анализа.* Кирхгоф показал, что газы поглощают в точности те же линии, которые они способны излучать (явление обращения спектральных линий обнаружено было раньше). Кроме того, было доказано, что все атомы имеют свои *характеристичные* спектры. Рубидий и цезий открыты Кирхгофом именно по спектрам, отличавшим их от известных атомов, и названы по цветам их основных линий (*rubeus* – красный, *caesius* – голубой). После этого работы по исследованию спектров веществ развернулись очень широко в разных лабораториях и скоро были составлены первые атласы атомных спектров.

В 1885 г. И.Бальмер (J.Balmer, 1825-1898) нашел, что спектральные линии атомов водорода, наблюдаемые в видимой области спектра (их обозначают H_α, H_β, H_γ, H_δ), имеют длины волн, описываемые простой формулой:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{m^2}{m^2 - 4}, \quad m = 3, 4, 5, 6\ldots, \ \lambda_0 = 3645{,}7\ \text{Å} \qquad (3.1.1)$$

Это была первая крупная удача в систематизации атомных спектров, начавшейся в 1869 г. с маленькой заметки[2]. В ней Э.Маскар обратил внимание на то, "что шесть главных линий натрия являются дублетами и что расстояние между двумя линиями, составляющими каждую из групп, одно и то же…". Там же он обсуждает обнаруженные им триплеты Mg и, считая маловероятным, "что повторение подобного явления – случайный эффект", формулирует главную задачу спектрального анализа как выяснение вопроса, "существует ли связь между различными линиями одного и того же вещества или между спектрами аналогичных веществ". Маскар предполагает, что "эти группы похожих линий являются гармониками, связанными с молекулярным строением излучающего газа". Иными словами, атомы излучают некоторый сложный оптический сигнал, а наблюдаемые спектральные линии – его со-

[1] *Чернями* называют мелкодисперсные металлические покрытия, имеющие предельно низкие коэффициенты отражения. Некоторые серебряные черни поглощают более 99% падающего на них излучения.

[2] Mascart E., Comptes Rendus, 1869, v.69, p.337-338.

ставляющие, гармоники. Естественно, все гармоники возникают одновременно, в одном акте излучения.

Успех Бальмера, естественно, стимулировал дальнейшие поиски "гармонических серий линий" и в 1890 г. И.Ридберг (J.Rydberg, 1854-1919) сообщил об общих закономерностях (подробнее см. в [5], глава 2, и в [1]), проявляющихся в *спектрах всех известных элементов*. В шкале *волновых чисел* $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ они могут быть записаны как:

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 - R \,/\, (m + \mu)^2 , \qquad (3.1.2)$$

где $\tilde{\nu}_0$ и R – константы, m – целое число, μ – дробная добавка, постоянная для линий одной серии[1]. Формула Бальмера – частный случай (5.1.2), при $\mu = 0$, $\tilde{\nu}_0 = 1 / \lambda_0$ и $R = 4 / \lambda_0$. Для R Ридберг получил значение 109721,6 $см^{-1}$.

Последовал ряд работ по проверке и уточнению формулы (5.1.2), в основном, закончившийся в 1896 г. В спектрах щелочных металлов еще в 80-х годах были обнаружены три серии, названные *главная*, и *1-я* и *2-я побочные*. Линии 1-й побочной диффузны, 2-ой – резки. Числа μ у них различны, так что обозначать их стали первыми буквами названий серии: *principal, diffuse, sharp*[2]. Волновые числа их линий могут быть систематизированы следующим образом:

[1] После этого частотная шкала стала широко использоваться, но первым "выражать положение всех линий в спектре в шкале обратных длин волн" предложил Дж.Стони (G.J.Stoney, 1826-1911) в 1871 г. Он использовал для *волнового числа* обозначение k, которое теперь принято для *волнового вектора* $k = 2\pi / \lambda$. К.Рунге (C.Runge, 1856-1927) тоже изучил закономерность расположения спектральных линий щелочных и щелочноземельных металлов и записал ее в обратных длинах волн. Мы будем пользоваться не обозначениями первоисточников, а современными.

[2] В 1907 г. А.Бергман (A.Bergmann) нашел в ИК-спектрах калия, рубидия и цезия и четвертую серию, названную *fundamental* с пределом сходимости $R/(3+d)^2$. Поправка μ для нее была обозначена f Буквы s, p, d, f оставлены в современной теории атома для обозначения соответствующих этим термам подуровней с орбитальным квантовым числом $l = 0, 1, 2, 3$.

$$\begin{cases} \text{главная серия} & \tilde{\nu} = \dfrac{R}{(1+s)^2} - \dfrac{R}{(n+p)^2}, \quad n = 2, 3,\ldots \\ \text{1-я побочная} & \tilde{\nu} = \dfrac{R}{(2+p)^2} - \dfrac{R}{(n+d)^2}, \quad n = 3, 4,\ldots \\ \text{2-я побочная} & \tilde{\nu} = \dfrac{R}{(2+p)^2} - \dfrac{R}{(n+s)^2}, \quad n = 2, 3,\ldots \end{cases} \qquad (3.1.3)$$

Здесь уже в явном виде записаны не только законы квантования атомных состояний, но даже обнаружены поправки, которые теперь записываются как отрицательные числа и называются *квантовым дефектом*, учитывающим взаимное проникновение электронных оболочек. Как кажется сейчас, характеристичность спектров, наличие весьма простых законов расположения атомных линий, тем более – формула Бальмера-Ридберга и законы фотоэффекта[1] были прямым указанием на необходимость квантово-энергетической трактовки процессов поглощения и испускания излучения. Но в 90-х годах такая трактовка была еще невозможна, а компоненты атомного спектра все еще считались *гармониками*, Фурье–спектром единого оптического сигнала, испускаемого атомом. Только после работ Планка и Эйнштейна, в 1907 г. А.Конвей (A.Conway, 1875-1950) показал, что в каждый момент атом может испустить только одну линию спектра. Затем, в 1908 г. В.Ритц (W.Ritz, 1878-1909) смог сформулировать *комбинационный принцип* (*Ридберга-Ритца*), согласно которому частота (или волновое число) любой спектральной линии может быть представлена как комбинация частот других линий. Или: спектральные линии могут быть представлены как разность *спектральных термов* T_i:

$$\tilde{\nu} = T_1(n_1) - T_2(n_2) \qquad (3.1.4)$$

А возникли современные квантовые представления при попытке описания не этих явно квантовых процессов, а законов термически равновесного, сплошного спектра излучения черного тела.

[1] Явление фотоэлектронной эмиссии открыто в 1887 г. Г.Герцем (H.Hertz, 1857-1894). В 1889 установлено, что величина фототока пропорциональна интенсивности света (А.Г.Столетов, 1839-1896). Несколько позже, в 1899–1902 г.г., Ф.Ленард (P.Lenard, 1862-1947) показал, что при фотоэффекте высвобождаются именно электроны, и что их кинетическая энергия прямо пропорциональна частоте возбуждающего излучения.

Само понятие *абсолютно черного тела* ввел Г.Кирхгоф. В 1859 г., рассмотрев условие энергетического баланса между двумя плоскостями, окруженными идеально отражающей стенкой большой полости, он установил и основной закон излучения, согласно которому "для лучей той же самой длины волны отношение испускательной способности к поглощательной при той же температуре одинаково для всех тел". Эта всеобщность впоследствии послужила одним из основных аргументов, привлекших к проблеме теплового излучения Планка, искавшего *абсолютные* законы природы.

Потребности светотехнической промышленности активизировали работы в этом направлении после того, как в 1872 А.Н.Лодыгин изобрел лампу накаливания, а в 1879 Т.Эдисон (T.Edison, 1847-1931) сделал ее более долговечной.

В 1879 Дж.Стефан (J.Stefan, 1835-1893) экспериментально определил, что энергия излучения в полости пропорциональна 4-й степени температуры, а в 1884 Л.Больцман (L.Boltzmann, 1844-1906) вывел этот закон из термодинамических соображений. Излучение имеет энергию $W = V\rho(T)$, давление $p = \rho(T)$, так что при температуре T в объеме V в равновесии справедливо:

$$TdS = dW + pdV = \rho dV + V\frac{d\rho}{dT}dT + \frac{1}{3}\rho dV = \\ = V\frac{d\rho}{dT}dT + \frac{4}{3}\rho dV. \qquad (3.1.5)$$

Отсюда можно получить (см. [6], приложение 33):

$$\frac{d\rho}{dT} = 4\frac{\rho}{T}, \quad \text{или} \quad \rho = aT^4. \qquad (3.1.6)$$

Это и есть закон Стефана-Больцмана. В 1893 г. В.Вин (W.Wien, 1864-1928) рассмотрел изменение энергии равновесного излучения при адиабатическом сжатии, уменьшении объема полости. Эффект Доплера приведет к смещению частот, но энтропия останется неизменной. Для спектральной плотности излучения ρ он получил выражение:

$$\rho_\nu = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right) \quad \text{или} \quad \rho_\lambda = \lambda^{-5} f_1(\lambda T), \qquad (3.1.7)$$

т.е. форма спектральной зависимости ρ и положение ее максимума определяется некоторой универсальной функцией от λT, вид которой нельзя определить из термодинамики, но можно найти из эксперимен-

та. Для коротковолновой части спектра закон (3.1.7) выполняется очень хорошо. Было найдено, что $\lambda_{max}T \approx 0{,}2898$ см·град. Но в области длинных волн и при высоких температурах этот закон оказался неверен. В 1900 г.Дж.Рэлей (J.Rayleigh 1842-1919) из законов статистической механики получил для плотности излучения $\rho_\nu = CT$, пропорциональность температуре. Дж.Джинс (J.Jeans, 1877-1946) в 1905 г. продолжил эти работы и получил выражение (3.1.11), стр. 188. Закон Релея-Джинса также хорошо выполняется, но только для длинноволновой области.

М.Планк (M.Planck, 1858-1947) начал работать над проблемой излучения черного тела в 1896 г. (см. статьи о Планке в [7, 8, 9]). Он представил себе модель излучающего и поглощающего тела как ансамбль линейных гармонических осцилляторов, слабо затухающих и взаимодействующих с излучением только той же частоты. Исходя из теории Максвелла, он рассчитал соотношение между плотностью излучения ρ и средней энергией осцилляторов u:

$$\rho = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}u \qquad (3.1.8)$$

Вся сложность оказалась в том, чтобы найти выражение для u. Классическая термодинамика использует такие понятия, как внутренняя энергия, свободная энергия, энтропия. Энтропия S определяется вероятностью P реализации состояния с данной энергией, $S = k\cdot\ln P$. Вероятность каких-либо сочетаний из счетного числа частиц рассчитать нетрудно и тогда Планк предположил, что осцилляторы могут иметь только энергии, кратные некоторой величине, пропорциональной их частоте: $\varepsilon_0 = h\nu$. Полная энергия определяется числом этих *элементарных возбуждений*, а энтропия – количеством энергетически идентичных способов их распределения по осцилляторам. Для средней энергии осциллятора, с учетом больцмановской вероятности заполнения состояний с энергией E, $p = \exp(-E/kT)$, получаем:

$$u = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} n\varepsilon_0 \exp\left(-\frac{n\varepsilon_0}{kT}\right)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{n\varepsilon_0}{kT}\right)} = \frac{\varepsilon_0}{\exp\left(\frac{\varepsilon_0}{kT}\right)-1}, \qquad (3.1.9)$$

а для плотности излучения:

$$\rho = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \qquad (3.1.10)$$

в прекрасном согласии с экспериментом для всей спектральной области. Возникла новая постоянная $h = 6{,}624 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, которую Планк назвал *квантом действия*. Он хотел перейти затем к пределу $h \to 0$, но этот переход приводит к закону Рэлея-Джинса:

$$\rho = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT \qquad (3.1.11)$$

и к "ультрафиолетовой катастрофе" (с увеличением ν плотность излучения неограниченно возрастает). Величина h была определена из закона смещения Вина.

Постоянная Планка введена интуитивно, ее появление в физике было оправдано лишь тем, что несложное предположение позволило существенно продвинуться в описании законов излучения, а отказ от него снова заводит в тупик. Много позже, анализируя ход событий этого времени, П.Дирак писал [10]: "Первым шагом (к развитию квантовой теории) было, конечно, введение Планком конечного кванта энергии при описании электромагнитного поля. Это было нелегко принять, и физикам пришлось согласиться на это только под давлением экспериментальных данных".

Планк понимал, сколь серьезно сделанное им открытие, но продолжал искать истоки этого квантования в классических теориях, не хотел постулировать квантование и отказываться от классической термодинамики, статистики и уравнений Максвелла. Представление о *кванте света*, *фотоне*[1], ввел в 1905 г. А.Эйнштейн (A.Einstein, 1879-1955), но тоже пока как "эвристическую точку зрения относительно порождения и преобразования света" [8]. Она вытекала (см. [5], раздел 1.3) из закона изменения энтропии монохроматического излучения при адиабатическом увеличении объема. Сравнив полученное выражение с аналогичным для газов, Эйнштейн заключил, что "монохроматическое излучение … в смысле теории теплоты ведет себя так, как будто состоит из независимых друг от друга квантов энергии величиной" $h\nu$. В подтверждение правомочности такой точки зрения он

[1] Термин *фотон* был предложен Г.Н.Льюисом (G.N.Lewis, 1875-1946) в 1926 г.

рассмотрел уже известные к тому времени законы внешнего фотоэффекта. Знаменитое соотношение для кинетической энергии фотоэлектронов:

$$h\nu - h\nu_0 = E_{\text{кин.max}} \qquad (3.1.12)$$

сейчас кажется естественным следствием закона сохранения энергии, но в 1905 г. имело, в основном, мировоззренческий смысл. Кроме утверждения принципов квантования света, оно позволяло связать величину h с электрическими единицами кулон и вольт, так как $E_{\text{кин.}}$ может быть измерена по величине потенциала, задерживающего электронный поток.

В 1907 г. Эйнштейн весьма успешно применил идеи квантования и к чисто термодинамической проблеме, никак не связанной с излучением. Предположив, что энергии колебаний атомов кристалла также квантуются с постоянным шагом $\varepsilon_0 = \hbar\omega$, он получил формулу теплоемкости, правильно описывающую эксперимент в области не очень низких температур, пока kT сравнима с $\hbar\omega$. При неизменной концентрации атомов внутренняя энергия кристалла пропорциональна средней энергии осциллятора (3.1.9) и становится пропорциональной температуре (закон Дюлонга и Пти) только при $kT >> \hbar\omega$. В 1912 г. П.Дебай (P.Debye, 1884-1966), в тех же предположениях о квантовании осцилляторов, но отказавшись от постулата фиксированной частоты и смоделировав реальный спектр в области малых энергий, описал теплоемкость кристаллов и при низких температурах[1] (закон $C \sim T^3$).

После работ Ридберга, Планка, Эйнштейна, Ритца "оптическая сторона" проблемы атомных спектров была решена, но оставалось неясным строение атома.

Идея о дискретности электрического заряда высказывалась еще М.Фарадеем в 1833 г. (M.Faraday, 1791-1867). Она довольно логично вытекала из законов электролиза. В 1881 Дж.Стони (G.Stoney, 1826-1911) опубликовал свои работы по вычислению величины элементарного заряда. Он же предложил для него и название – *электрон*. В 1895 г. Ж.Перрен (J.Perrin, 1870-1942) экспериментально доказал, что катодные лучи – поток отрицательно заряженных частиц, а в 1896 Дж.Дж.Томсон (J.Thomson, 1856-1940) по их отклонению в полях пока-

[1] Модели Эйнштейна и Дебая описывают вклад в теплоемкость оптических и акустических фононов соответственно.

зал, что это – электроны и их масса в 1837 раз меньше массы иона водорода. Состоялось, таким образом открытие электрона, а за ним последовало огромное количество новых моделей атома [5], содержащих электроны как вкрапления.

Ж.Перрен в 1901 г. выдвинул идею о том, что атом – малая положительно заряженная частица, *окруженная* электронами, компенсирующими ее заряд. Внутренние электромагнитные силы стабилизируют систему, а частоты эмиссионных линий соответствуют частотам ее вращения.

Согласно модели Дж.Дж.Томсона (1903 г.), атом водорода – положительно заряженная сфера радиусом порядка 10^{-8} см, *внутри* которой колеблется электрон. Заряды связаны квазиупругими силами, что соответствовало предположениям, на которых развивались теории взаимодействия излучения с веществом, в том числе – дисперсии и поглощения. Разработка этой модели очень скоро показала, что электроны не могут быть вкраплены в это облако случайным образом и Дж.Дж.Томсону принадлежит (1904 г.) идея о том, что электроны в атоме разделены на группы и образуют различные конфигурации, что и определяет периодичность элементов. Таблица Д.И.Менделеева составлена 17 февраля 1869 г. и отпечатана под заголовком "Опыт системы элементов, основанный на их *атомном весе* и химическом сходстве" [9]. Еще Ридберг начинал свои исследования атомных спектров, полагая, что они должны привести к пониманию периодической системы и считал, что основной характеристикой атома является не вес, а номер. Дж.Дж.Томсон дополнил эту идею представлениями о количестве электронов в атоме, определяемом его номером.

Но правильно описать законы излучения и фотоэффекта не удавалось, и поиски продолжались. Нагаока (H.Nagaoka, 1865-1950) в том же 1903 г. предложил "Сатурнианскую" модель, согласно которой электроны вращаются вокруг положительно заряженной частицы на равных расстояниях друг от друга и с общей угловой скоростью. Частоты эмиссионного спектра соответствуют поперечным колебаниям электронов. Модели Перрена и Нагаоки дальше развивал Никольсон, но не вполне убедительно. Модель Дж.Дж.Томсона пользовалась большим доверием. До Бора ближе всех к правильному описанию

строения атома и его спектров излучения был, вероятно, А.Э.Гааз[1] (A.Haas, 1884–1941) [5]. Он в 1910 г. рассмотрел круговое движение электронов по поверхности положительно заряженной сферы в модели Дж.Дж.Томсона и получил для энергий атомных термов почти ту же формулу, что позже Бор. Но его предположения и основания для введения квантования с использованием планковского кванта действия были не очень убедительны, да и результат оказался неправильным. Развития эта модель не получила и Бор о ней не знал.

Когда в 1911 г. Э.Резерфорд (E.Rutherford, 1871-1937) на заседании Философского общества в Манчестере изложил свою модель, по которой весь положительный заряд и почти вся масса атома сосредоточены в пространстве радиусом на пять порядков меньше радиуса атома. Он не нашел поддержки и понимания. Дело в том, что при положительном точечном заряде электроны не могут ни покоиться (по теореме Ирншоу (S.Earenshow) потенциал электростатического поля имеет экстремумы только на создающих его зарядах, так что покоящийся электрон неизбежно должен упасть на ядро), ни двигаться. Движение здесь возможно только с ускорением, а по законам электродинамики электрон в этом случае должен излучать и быстро растратить любую энергию. Но закон рассеяния α-частиц[2] не описывался моделью Томсона. В ней отклонение на большие углы возможно только при многократном рассеянии, что дает экспоненциальную зависимость интенсивности от угла. В предположении же точечного ядра и однократного акта рассеяния получилась зависимость $\sin^{-4}(\varphi/2)$, в соответствии с экспериментом.

Н.Бор в это время был практикантом у Дж.Дж.Томсона, но в 1912 г. перешел к Резерфорду, где занялся сначала рассеянием α-частиц. Он признавал доказанность модели Резерфорда. Стационарные состояния атома, в которых электрон движется по круговой или эллиптической орбите вокруг ядра и не излучает, никак не вытекали из классической механики и электродинамики Максвелла, Н.Бор их по-

[1] Не путайте с Вандер де Гаазом (1878–1960), соавтором эффектов Эйнштейна-де Гааза, Шубникова– де Гааза, де Гааза–ван Альфена.

[2] Сами измерения рассеяния были выполнены ранее учениками Резерфорда.

стулировал под давлением экспериментальных данных[1]. Сложность заключалась только в определении принципа квантования орбит.

Если к электрону в атоме применить ньютоновы законы механики, то в стационарном состоянии на круговой орбите радиуса r сила притяжения должна быть равна центростремительной:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{r^2} \quad \text{или} \quad mv^2 = \frac{e^2}{r}. \tag{3.1.13}$$

При образовании атома из удаленных друг от друга электрона и протона будет выделена энергия E. Величина $W = -E$ – энергия связи системы:

$$W = -E = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{r} = -\frac{e^2}{2r} < 0. \tag{3.1.14}$$

Отсюда, поскольку $v = 2\pi\nu r$, для радиуса орбиты и частоты обращения электрона ν получаются:

$$r = \frac{e^2}{2E}, \quad \nu = \sqrt{\frac{2}{m}}\frac{E^{\frac{3}{2}}}{\pi e^2}, \; \omega = 2\sqrt{\frac{2}{m}}\frac{E^{\frac{3}{2}}}{e^2} \tag{3.1.15}$$

Эти соотношения могут быть выполнены при любых E и никаких указаний на причины или способ квантования состояний, найти не удавалось, пока Бора не познакомили со спектроскопическими работами, формулой Бальмера-Ридберга и комбинационным принципом Ридберга-Ритца. Это было последнее недостающее звено и через два месяца работа была написана. Сложность возникла только в обосновании закона квантования, согласующегося со спектром атома водорода. Как показал Бор, и как подтвердила в дальнейшем современная квантовая механика, этот закон заключается в квантовании орбитального момента электрона с шагом $h/2\pi$. В конце своей статьи Бор так суммировал суть полученных результатов[2]:

[1] Факт наличия характеристичных оптических спектров после работы Эйнштейна уже допускал такое предположение. Кроме того, Р.Уиддингтон (R.Whiddington) в 1911 г. наблюдал резкие аномалии в рентгеновском излучении металлов при определенных энергиях бомбардирующих электронов. Н.Бор об этой работе знал [5].

[2] Цитируется по [5], стр 89.

"1) Энергия излучения испускается (или поглощается) не непрерывным образом, как это принимается в обычной электродинамике, а только лишь во время перехода системы между различными "стационарными состояниями".

2) Динамическое равновесие систем в стационарных состояниях определяется обычными законами механики, но эти законы несправедливы для перехода систем между различными стационарными состояниями.

3) Излучение, испускаемое во время перехода системы между двумя стационарными состояниями, однородно, а соотношение между частотой ν и полной испущенной энергией E имеет вид $E = h\nu$, где h - постоянная Планка.

4) Различные стационарные состояния простой системы, состоящей из электрона, вращающегося вокруг положительного ядра, определяются условием, согласно которому отношение полной энергии, испущенной при образовании конфигурации[1], к частоте обращения электрона является целым кратным величины $h/2\pi$. Если принять, что орбита электрона круговая, это предположение эквивалентно предположению, что момент импульса электрона, обращающегося вокруг ядра, равен целому кратному величины $h/2\pi$.

5) "Перманентное" состояние любой атомной системы, т.е. состояние, в котором испущенная энергия максимальна, определяется из условия, что момент импульса каждого электрона относительно центра его орбиты равен $h/2\pi$."

[1] Имеется в виду энергия E в (3.1.14), (3.1.15).

3.2 АТОМ БОРА

Н.Бор после первой своей статьи 1913-го г. дорабатывал модель атома, уточнял формулировки сделанных допущений и обоснования выводов. В последних работах он пришел к заключению, что в дополнение к модели атома Резерфорда достаточно ввести всего два постулата:

1) Атомная система устойчива лишь в фиксированных, *стационарных состояниях*, характеризуемых собственными энергиями E_i. Изменение энергии атома происходит при переходе из одного стационарного состояния в другое.

2) Поглощение или испускание света возможно лишь на частотах, определяемых энергетическими интервалами между *стационарными состояниями*, $h\nu = \Delta E$.

В остальном все законы классической механики оставлены неизменными.

Пусть заряд ядра равен Ze, радиус орбиты электрона r, скорость движения электрона на орбите v, кинетическая энергия T, полная энергия атома $W < 0$, а энергия связи, выделившаяся при образовании атома из свободных электрона и протона, $E = -W > 0$. С учетом неединичного заряда ядра выражения (3.1.13) – (3.1.15) перепишем в виде:

$$mv^2 = \frac{Ze^2}{r}. \tag{3.2.1}$$

$$W = -E = -\frac{Ze^2}{2r} < 0, \quad T = \frac{mv^2}{2} = E, \tag{3.2.2}$$

т.е. энергия связи равна кинетической и равна (по модулю) половине потенциальной энергии электрона на расстоянии r от ядра.

$$r = \frac{Ze^2}{2E}, \quad \omega = \sqrt{\frac{2}{m}}\,\frac{E^{3/2}}{\pi Ze^2}. \tag{3.2.3}$$

В формуле Бальмера-Ридберга (В.1) для водорода $\mu_1 = \mu_2 = 0$, так что она упрощается:

$$\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right). \tag{3.2.4}$$

Но если *энергии фотонов*, испускаемых при переходе между двумя стационарными состояниями, $h\nu = hc\,\tilde{\nu} = E_1 - E_2$, подчиняются этому закону, то и *энергии состояний* являются функциями квадратов целых чисел:

$$E_n = \frac{Ry}{n^2}. \qquad (3.2.5)$$

Здесь константу $Ry = Rhc$ с размерностью энергии мы обозначили так, как это принято сейчас. Она называется *Ридберг*.

Н.Бор исходил из того, что разрешенные состояния квантованы и в поисках первопричины квантования нужно было во-первых, отправляться от величины, пропорциональной n, а во-вторых, шаг квантования искать в виде простой функции *кванта действия* h. Из (3.2.2) – (3.2.5) видно, что $E_n \sim n^{-2}$, $r_n \sim n^2$, $\omega_n \sim n^{-3}$, $\nu_n \sim n^{-1}$, т.е. природа квантования заложена не в них. А *момент импульса* электрона на орбите $M_n = m v_n r_n \sim n$. Кроме того, и размерности M и h совпадают!

Не будем повторять соображений, приведших Н.Бора к формулировке закона квантования в виде

$$M_n = nh/2\pi = n\hbar \qquad (3.2.6)$$

(см. пункты 4,5 его резюме, стр.193). В современной квантовой теории они вытекают естественным образом [11, 12], а в то время были оправданы хотя бы тем, что в результате дали отличное согласие с экспериментом. Отметим только, что если приписать электрону волновые свойства, то длина волны де-Бройля равна:

$$\lambda = 2\pi/k = h/p = h/mv$$

и если $mvr = nh/2\pi$, то $2\pi r/\lambda = n$. В устойчивом, стационарном состоянии на длине орбиты помещается целое число длин волн!

Выражая параметры орбиты из (3.2.2) – (3.2.5)) через момент импульса и подставляя (3.2.6), получим:

$$v_n = \frac{Ze^2}{M_n} = \frac{Z}{n}\frac{e^2}{\hbar}; \qquad (3.2.7)$$

$$E_n = \frac{Z^2 me^4}{2M_n^2} = Ry\frac{Z^2}{n^2}; \qquad Ry = \frac{me^4}{2\hbar^2} \approx 13{,}6 \text{ эВ}; \qquad (3.2.8)$$

$$r_n = \frac{M_n^2}{Zme^2} = \frac{n^2}{Z} a_B ; \qquad a_B = \frac{\hbar^2}{me^2} \approx 0{,}0529 \text{ нм}; \qquad (3.2.9)$$

$$\omega_n = \frac{mZ^2e^4}{M_n^3} = \frac{Z^2}{n^3} \frac{me^4}{\hbar^3} . \qquad (3.2.10)$$

Для водорода Z = 1.

Формулы (3.2.7) – (3.2.10) приведены в гауссовой системе единиц, для перевода в СИ нужно везде e^2 разделить на $4\pi\varepsilon_0$.

На рис.3.2.1 показаны ход потенциальной энергии электрона U близ единичного точечного заряда, энергии W состояний, удовлетворяющих условию равновесия (3.2.1), энергии и радиусы "стационарных орбит" электрона согласно (3.2.8), (3.2.9), кинетическая и потенциальная энергии в первом стационарном состоянии. Расстояния измеряются в *боровских радиусах* a_B, энергии – в *ридбергах.*

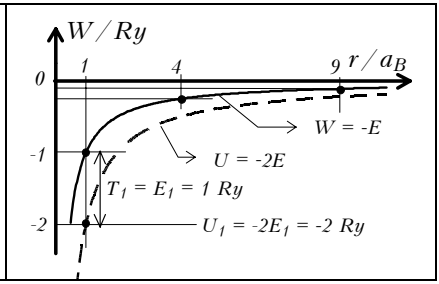


Рис. 3.2.1 *Энергетическая схема атома водорода.*

Нулевой уровень соответствует отсутствию взаимодействия между электроном и протоном, т.е. ионизованному состоянию атома водорода.

Энергия связи максимальна при $n = 1$. У водорода она равна 1 Ry = 13,6 эВ, у одноэлектронных ионов He^+, Li^{+2}, Be^{+3}… – в Z^2 раз больше. Радиус орбиты (точнее, средний радиус, среднее расстояние электрона от ядра) составляет $a_B \approx 0{,}0529$ нм или в Z раз меньше. За исключением масштабов по осям, картина типа изображенной на рис. 3.2.1 одинакова для всех одноэлектронных ионов.

Теория Н.Бора в общем случае для атомов не годна. Как только мы попытаемся описать в тех же предположениях более сложную систему, например, атом гелия, ничего хорошего не получится. Система с одним электроном оказалась просто удобной ступенькой для перехода от классической механики к квантовой. Если не пытаться описывать соотношения интенсивностей в спектре водорода, то боровская модель дает действительно точные решения. Это очень скоро было выяснено на примере спектров, обнаруженных при исследовании некоторых

звезд. Здесь оказалось. что постоянная Ридберга несколько больше, чем в водородных спектрах. Чтобы объяснить это, пришлось учесть конечность массы ядра. Если электрон вращается вокруг ядра массы M, то в (3.2.8) – (3.2.10) массу электрона m нужно заменить приведенной массой ротатора μ. У гелия ядро в 4 раза тяжелее, так что приведенные массы хоть немного, но различаются:

$$\frac{1}{\mu_H} = \frac{1}{m} + \frac{1}{M}, \quad \frac{1}{\mu_{He}} = \frac{1}{m} + \frac{1}{4M}, \quad \frac{\mu_{He}}{\mu_H} = 1 + \frac{3}{4}\frac{m}{M+m}. \qquad (3.2.11)$$

Соответственно, различаются и постоянные Ридберга:

$$R_H = 109677{,}576 \text{ см}^{-1}; \quad R_{He^3} = 109717{,}345 \text{ см}^{-1};$$
$$R_D = 109707{,}419 \text{ см}^{-1}; \quad R_{He^4} = 109722{,}267 \text{ см}^{-1}. \qquad (3.2.12)$$
$$R_\infty = 109737 \text{ см}^{-1}$$

Из (3.2.11) и (3.2.12) получим, что $M \approx 1841m$ в прекрасном соответствии со значением $M/m = 1837$, полученным Дж.Дж. Томсоном по отклонению катодных и каналовых лучей в полях.

3.3 СПЕКТРЫ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ АТОМОВ

Водородоподобными будем называть атомы или ионы, имеющие всего один электрон, либо один электрон на внешней (валентной) орбитали. Если размер орбитали единственного внешнего электрона много больше размеров всех внутренних ("остовных") орбиталей, то в некотором приближении можно пренебречь всеми остальными взаимодействиями и считать, что он находится в центральном кулоновском поле. В таком случае его состояния "почти идентичны" состояниям электрона в атоме водорода.

3.3.1. Атом водорода и одноэлектронные ионы

Из (3.2.8) следует, что в системе "электрон + ядро" энергии всех оптических переходов действительно описываются формулой Бальмера-Ридберга:

$$h\nu = E_n - E_m = RZ^2\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right), \qquad (3.3.1)$$

или:

$$\tilde{\nu} = \frac{R\cdot Z^2}{hc}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) = RZ^2\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right). \qquad (3.3.2)$$

Постоянные Ридберга приведены в (3.2.12).

Энергии возбуждения квантованы и равны 3/4, 8/9 … $(n^2\text{-}1)/n^2$ от энергии основного состояния. Для атома водорода в основном состоянии минимальная энергия возбуждения составляет $\frac{3}{4}R \approx 10{,}2$ эВ[1], для иона $He^+ \approx 40{,}8$ эВ. Если бы удалось каким-нибудь способом накопить достаточное количество атомов водорода, то можно было бы наблюдать спектр поглощения, обусловленный возбуждением в состояния n = 2, 3… Соответствующие длины волн равны 121,5; 102,5; 97,2 … нм. Предел, к которому "сойдется" дискретный спектр, равен 91,125 нм. При меньших длинах волн (больших энергиях возбуждения) состояния уже не квантованы. Электрон получает энергию, достаточную для отрыва от ядра, т.е. атом ионизуется. Рожденная пара невзаимодействующих частиц может иметь любую кинетическую энергию, поэтому

[1] При "комнатной температуре" $kT \approx 0.025$ эВ, в 408 раз меньше, так что вероятность найти термически возбужденный атом водорода$\approx 6.4\cdot10^{-178}$, неотличима от нуля.

при $h\nu > 13{,}6$ эВ будет наблюдаться уже не дискретный, а сплошной спектр поглощения.

Реально спектр всех возможных переходов атома H удается наблюдать только в излучении, если каким-либо способом молекулы H_2 развалить на возбужденные атомы. Обычно это достигается в газоразрядных трубках. Спектр излучения определяется вероятностью заселения различных возбужденных состояний атома и потому сильно зависит от условий разряда.

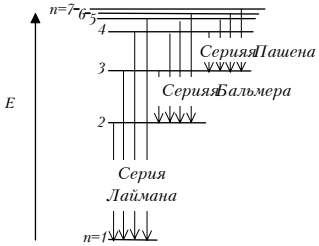


Рис. 3.3.1. *Схема излучательных переходов в атоме водорода. Первые три серии.*

На рис. 3.3.1 изображены схемы первых 4-х переходов в первых 3-х спектральных сериях. Бальмер наблюдал переходы в состояния с $n = 2$, откуда и название этой серии. Она приходится, в основном, на видимую область спектра, так что естественно, что именно ее и обнаружили прежде всего. Серия Лаймана ($n = 1$) приходятся на жесткую УФ-область, остальные ($n \geq 3$) – на ИК. Обозначают спектральные линии указанием серии и номера в серии. Например, L_α, L_β, L_γ, L_δ – в серии Лаймана, H_α, H_β, H_γ, H_δ – в серии Бальмера и т.д. Линия α – самая длинноволновая в серии. Пределы сходимости серий (при $m \to \infty$) равны первому члену в формуле (3.3.1), т.е. *потенциалу ионизации атомного терма*, на который происходит переход.

Распределение интенсивности между линиями в сериях зависит, конечно, от вероятностей соответствующих переходов (*от сил осцилляторов* [1]), но зависит также и от вероятности заселения исходных возбужденных состояний, от условий разряда. Напротив, относительные интенсивности линий, обусловленных переходом из одного и того же начального в различные конечные состояния определяются только внутриатомными взаимодействиями. Эти соображения справедливы, естественно, для всех спектров испускания, чем и пользуются для измерении сил осцилляторов. Правда, в общем случае не так просто определить, какие из линий атомного или молекулярного спектра имеют общее начальное состояние.

3.3.2. Ридберговские серии в спектрах многоэлектронных атомов и молекул

Теория Бора неполна и непоследовательна. Непоследовательна, поскольку в ней принципы квантовой механики, а именно – существование стационарных состояний, закон их квантования и законы перехода из одного состояния в другое, соединены с принципами классической. А неполна, так как не может учесть взаимодействий в многоэлектронных атомах. Совершенно ясно, что раз состояния микрочастиц квантованы, то это квантование должно как-то ограничить произвол в относительном расположении (или пространственном распределении) электронов в большом ансамбле. Это необходимо приведет к возникновению каких-то новых закономерностей в строении и энергетике различных атомов, что и проявляется в периодичности свойств элементов. Но теория Бора не дает возможности как-либо описать эти эффекты, здесь нужна последовательная квантовая теория.

В то же время, ридберговские серии наблюдаются и в спектрах щелочных металлов (см. соотношения (3.1.3) на стр. 185), и, как было выяснено позже, даже в спектрах больших молекул. Следовательно, и к ним в какой-то мере приложимы представления о "водородоподобности" потенциального поля, в котором существует внешний электрон. Но, все-же, с некоторыми оговорками, которые явно проявляются в возникновении дробных поправок, обозначенных в (3.1.3) буквами *s*, *p*, *d*. Подобные поправки возникают и молекулярных спектрах.

В данном разделе мы попробуем разобраться в том, какова природа возникновения ридберговских серий в спектрах сложных систем, и чем объяснить возникновение и величины поправок *s*, *p*, *d*.

3.3.2.1. Щелочные металлы. Квантовый дефект

В энергиях связи $E_{св}$ наружных электронов (или потенциалах ионизации, I_g) [13] при переходе от атома инертного газа к следующему элементу, щелочному металлу, происходит резкий скачок, свидетельствующий о возникновении каких-то затруднений при помещении в оболочку очередного электрона (рис. 3.3). Из того, что резко уменьшается энергия связи, можно однозначно заключить, что резко увеличивается радиус орбитали, т.е. дополнительный электрон он уже "не помещается" в оболочку, заполнение которой закончилось на атоме инертного газа.

Следующий важный момент – расстояния между соседними щелочными элементами. Разности их атомных номеров составляют 8, 8, 18, 18, 32. Следовательно, электронные оболочки, последовательно заполняемые по мере продвижения по таблице Менделеева, различаются не только энергией, но и количеством электронов, которые на них можно разместить (эти количества тоже не случайны и равны $2n^2$).

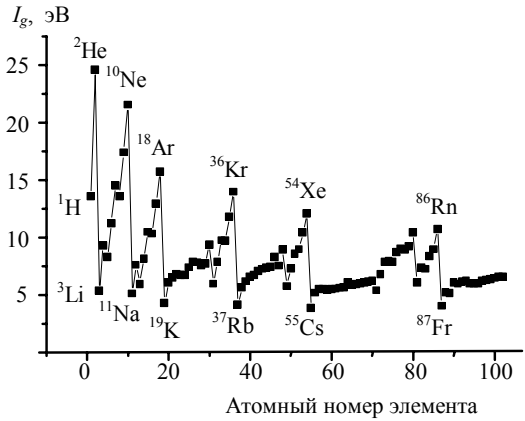


Рис. 3.3.2. *Потенциалы ионизации элементов.*

Использованы значения, приведенные в [13].

Сопоставим эти факты с оптическими спектрами щелочных металлов, суммированными в формулах (3.1.3). Поправка s здесь присутствует дважды, в первом члене главной серии и во втором – 2-ой побочной. Следовательно, в атоме имеется весь ансамбль термов, энергия которых подчиняется почти тому же закону, что и в водороде:

$$T_{ns} = \frac{R}{(n+s)^2}, \quad n = 1, 2, 3, \ldots \qquad (3.3.3)$$

Кроме того, из (3.1.3) следует существование еще двух подобных систем, с несколько иными поправками. Для них отсчет начинается с $n = 2$ для термов T_{np} (*типа* "*p*") и с $n = 3$ для термов T_{nd} (*типа* "*d*").

Попытки объяснить эти серии термов в рамках несколько видоизмененной или дополненной теории Бора, очень быстро приводят к заключению, что их запись в виде (3.3.3) не логична. Во всяком случае, фигурирующее там целое число n нельзя отождествлять с *главным квантовым числом n*, определяющим в (3.2.8), (3.2.9) (см. стр. 195) энергию и радиус электронной орбитали.

Действительно, наличие термов T_{ns} можно попытаться объяснить, исходя из того, что щелочные металлы содержат один единственный электрон на наружной оболочке, тогда как все внутренние оболчки заняты целиком. Для внешнего электрона получаем, таким образом, "чисто водородоподобную" ситуацию. Потенциал, в котором существует внешний электрон, должен быть близок к потенциалу точечного заряда e/r и тогда весь спектр его состояний должен воспроизводить спектр (3.2.8), причем начиная с $n = 1$, если закон $U = E/r$ справедлив и на расстоянии a_B = 0,0529 нм от ядра.

Но тут возникают сложности во-первых, с энергией первого из термов (3.3.3), которая по непонятным причинам оказывается много меньше, чем 13,6 эВ, а во-вторых, с логикой распределения электронов по орбиталям. Приведенные соображения никак не могут объяснить уже отмеченного увеличения интервалов между атомными номерами щелочных элементов при продвижении по ряду Li→Na→K→Rb→Cs→Fr. Отсюда следует хотя бы то, что валентные оболочки этих атомов *различны*, на потенциал e/r накладывается взаимодействие наружного электрона с внутренними оболочками.

Остается предположить, что в знаменателе (3.1.3) правильнее писать не $(n+s)^2$, а $(n_s-\Delta_s)^2$, где n_s ???порядковый номер или *главное квантовое число* внешней орбитали, $n_s > 1$. Та же величина, но несколько иное представление. Поправка Δ_s называется *квантовым дефектом* и учитывает "степень экранирования" ядра остовными электронами. Суммарный *эффективный заряд ионного остова* оказывается больше единицы, что легко объяснимо. Но то же самое можно было бы описать и явно, введя в числитель множитель $(Z-\delta)$, где δ – *поправка экранирования*:

$$T_{ns} = \frac{Ry}{(n+s)^2} = \frac{mE^4}{2\hbar^2}\frac{1}{(n_s-\Delta_s)^2} = \frac{mE^4}{2\hbar^2}\frac{(Z-\delta)^2}{n_s^2}, \qquad (3.3.4)$$

Величины Δ_s и δ могут оказаться непостоянными, зависящими от n_s. Для основного состояния атома их можно определить, исходя из данных по потенциалам ионизации, см. таблицу:

Z	Атом	n_s	Количество остовных электроновов	Ry/n_s^2, эВ	I_a,эВ	Δ_s	Z–δ
3	Li	2	2	3,4	5,39	0,41	1,26

11	Na	3	2+8=10	1,51	5,14	1,37	1,84
19	K	4	2+8+8=18	0,85	4,34	2,23	2,26
37	Rb	5	2+8+18+8=36	0,54	4,18	3,20	2,78
55	Cs	6	2+8+18+18+8=54	0,38	3,89	4,13	3,2

Иными словами, мы перешли к предположению о том, что все электроны атома последовательно заполняют дискретные оболочки с возрастающими n. Их энергии связи оказываются, правда, несколько большими, чем следует из (3.2.8), что может быть чисто формально описано либо неполным экранированием ядра остовными электронами, так что эффективный заряд ионного остова $(Z-\delta) > 1$, либо введением "*квантового дефекта*" Δ_s, смысл которого тоже заключается в описании эффекта неполного экранирования.

Неполное экранирование вполне реально и может быть феноменологически описано разными способами, но все равно остается необоснованным приведенный здесь порядок распределения остовных электронов и происхождение побочных серий. Объяснение этого было найдено в квантовомеханической теории атома [1, 6, 11, 12], краткие сведения из которой мы здесь приведем для полноты изложения.

3.3.2.2. Квантовомеханическая трактовка задачи об атоме водорода

Квантовая механика отличается от классической в первую очередь тем, что отказывается от описания *траекторий частиц* в привычном смысле, т.е. зависимости их координат от времени. Нельзя говорить о движении электрона вокруг ядра по круговой или эллиптической орбите подобно планетам, для которых может быть точно определено их положение в пространстве и импульс, из чего далее точно рассчитываются их положения в любой последующий момент времени.

В микромире существенно фундаментальное ограничение точности одновременного определения таких величин, как координаты и время с одной стороны, импульс и энергия – с другой. Оно выражается *соотношениями неопределенности Гайзенберга* (с формулировки которых и начала развиваться современная квантовая механика):

$$\Delta x\, \Delta p \geq \hbar, \quad \Delta E\, \Delta t \geq \hbar, \tag{3.3.5}$$

Здесь есть аналогия с известным Вам из радиотехники или математики соотношением между длительностью импульса и спектральной шириной его Фурье-образа. Гармоническим, т.е. содержащим одну час-

тоту, может быть только сигнал бесконечной длительности. Любое ограничение его во времени приводит к уширению спектра, а спектр δ-функции вообще бесконечен. Так же и в соотношении координата–импульс.

Электрон не может упасть на ядро, так как это означало бы его локализацию с точностью порядка 10^{-13} см. Согласно (3.3.5), при этом неопределенность импульса составит

$$\Delta p \geq \frac{\hbar}{\Delta x} \approx \frac{1{,}055 \cdot 10^{-27}}{10^{-13}} \approx 10^{-14} \quad \text{г·см / с},$$

а неопределенность энергии

$$\Delta E = \frac{\Delta p^2}{2m_E} = \frac{10^{-28}}{2 \cdot 9{,}1 \cdot 10^{-28}} \approx 0{,}06 \ \text{эрг} \approx 3{,}5 \cdot 10^{10} \ \text{эВ},$$

т.е. на 9 с лишним порядков больше энергии связи электрона в атоме водорода. Следовательно, в любой момент времени *координаты электрона неопределенны*. Его нужно представлять себе не движущейся точкой, а неким "облаком отрицательного заряда". В каком-то смысле можно говорить и о его "внутреннем движении". В частности, сохраняются такие понятия как кинетическая энергия, импульс (или, поскольку это – движение в замкнутом пространстве, момент импульса, как и в модели Резерфорда-Бора), магнитный момент орбитального движения, спин электрона. Координаты можно характеризовать только пространственным распределением электронной плотности или, что то же самое, вероятности обнаружения его в заданной точке пространства.

Математический аппарат квантовой механики строится на таких понятиях, как *волновая функция* и *оператор*.

Волновая функция – функция времени, координат, энергии и импульса частицы или частиц всей рассматриваемой системы. Ее квадрат равен вероятности обнаружения частицы (или системы частиц) в фиксированном состоянии, в фиксированный момент времени.

Оператор физической величины – некоторый математический оператор, действие которого на волновую функцию эквивалентно умножению ее на среднее значение этой величины. Соответственно различаются операторы энергии, импульса, орбитального момента … Оператор импульса записывается как:

$$\hat{\mathrm{p}} = -i\hbar\nabla \ .$$

Оператор кинетической энергии:

$$\hat{E}_{кин} = \frac{\hat{p}^2}{2m_E} = -\frac{\hbar^2}{2m_E}\nabla^2 .$$

Оператор потенциальной энергии имеет тот же вид, что и выражение для потенциальной энергии в классической записи. Оператор полной энергии называется *гамильтонианом*, и для электрона в кулоновском поле неподвижного ядра он равен:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_E}\nabla^2 - \frac{ZE^2}{|\mathbf{r}|} . \qquad (3.3.6)$$

Поскольку действие гамильтониана на волновую функцию электрона $\psi(\mathbf{r})$ эквивалентно умножению ее на полную энергию электрона, получим *уравнение Шредингера*:

$$\hat{H}\psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}) , \qquad (3.3.7)$$

собственные функции которого являются волновыми функциями стационарных состояний электрона, а соответствующие им собственные значения – энергиями этих состояний.

Для решения задачи об атоме водорода в (3.3.7) удобно перейти к сферическим координатам: $x = r\cdot\sin\theta\cdot\cos\varphi$; $y = r\cdot\sin\theta\cdot\sin\varphi$; $z = r\cdot\cos\theta$. Оператор Лапласа запишется в виде:

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} , \qquad (3.3.8)$$

а уравнение Шредингера:

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2} + \frac{2m_E}{\hbar^2}\left(E + \frac{ZE^2}{r}\right)\psi = 0 \qquad (3.3.9)$$

Если представить теперь $\psi(\mathbf{r})$ в виде произведения трех составляющих, каждая из которых зависит только от одной координаты – расстояния до ядра (r), полярного (θ) и азимутального (φ) углов:

$$\psi(r,\theta,\varphi) = R(r)\cdot\Theta(\theta)\cdot\Phi(\varphi) , \qquad (3.3.10)$$

то переменные разделяются и получаются следующие решения [13]:

$$R_{nl}(\rho) = \exp(-\rho/2)\cdot\rho^{l}\cdot L_{n+l}^{2l+1}(\rho), \tag{3.3.11}$$

$$\Theta_{lm}(\theta) = \left[\frac{(2l+1)}{2}\frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!}\right]^{1/2} P_l^{|m|}(\cos\theta), \tag{3.3.12}$$

$$\Phi_m(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\exp(\pm im\varphi). \tag{3.3.13}$$

Здесь введена безразмерная координата

$$\rho \equiv \frac{2Z}{nБ_B} r, \tag{3.3.14}$$

где Z – заряд ядра, n – целое число, a_B – боровский радиус.

Множество решений (3.3.7) оказывается дискретно и задается целыми числами, называемыми *главным квантовым числом* $n = 1, 2, \ldots$, *орбитальным квантовым числом* $l = 0, 1, \ldots (n\text{-}1)$, *магнитным квантовым числом* $-l \le m \le l$. В (3.3.11) и (3.3.12) $L_{n+l}^{2l+1}(\rho)$ и $P_l^{|m|}(\cos\theta)$ – присоединенные полиномы Лягерра:

$$L_n^k(\rho) = \frac{d^k}{d\rho^k}\left\{e^{\rho}\frac{d^n}{d\rho^n}\left(\rho^n e^{-\rho}\right)\right\},$$

и Лежандра:

$$P_l^{|m|}(x) = \frac{1}{2^l l!}\left[1-x^2\right]^{|m|/2}\frac{d^{l+|m|}}{dx^{l+|m|}}\left[x^2-1\right]^l.$$

Множество решений угловой части волновой функции:

$$Y_{lm}(\theta,\varphi) = \Theta_{lm}(\theta)\Phi_m(\varphi) = \left[\frac{(2l+1)}{4\pi}\frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!}\right]^{1/2} P_l^{|m|}(\cos\theta)e^{im\varphi} \tag{3.3.15}$$

называется *шаровыми функциями* или *сферическими гармониками.* Они определяют форму пространственного распределения электронной плотности. Все функции Y_{lm} взаимно ортогональны, т.е. соответствующие им орбитали "не перекрываются".

При $l = m = 0$ $Y_{00} = (1/4\pi)^{1/2}$, не зависит от углов. В этом случае волновая функция и, следовательно, электронная плотность сфериче-

ски симметричны. При фиксированном l сумма функций с $-l \le m \le l$ также сферически симметрична, но каждая из них в отдельности занимает лишь часть пространства. В [12] приведены изображения электронных облаков в различных l, m – состояниях.

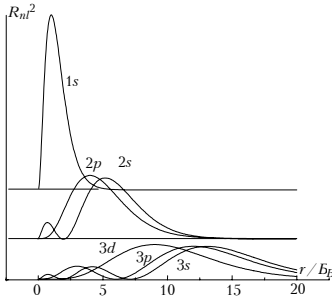


Рис. 3.3.3 *Радиальное распределение электронной плотности для трех нижних энергетических состояний атома водорода.*

По оси абсцисс отложено расстояние до ядра в единицах боровских радиусов (3.2.9).

Для объяснения природы квантового дефекта и происхождения побочных серий в спектрах щелочных металлов более существенен вид функции $R_{nl}(\rho)$, поскольку энергия электрона в центральном поле определяется расстоянием до ядра. На рис. 3.3.3 представлены функции $R^2_{nl}(r/a_B)$, т.е. радиальное распределение электронной плотности в атоме водорода, находящемся в различных разрешенных состояниях. Здесь использованы общепринятые обозначения этих состояний, включающие запись *главного* и *орбитального* квантовых чисел. Первое записывается явно, цифрой, а второе – символом. Значения $l = 0, 1, 2, 3, \ldots$ указываются первыми буквами слов, ранее придуманных для обозначения серий: *sharp*, *principal*, *diffuse*, *fundamental*. Поскольку $0 \le l \le (n-1)$, возможны следующие термы: 1*s*, 2*s*, 2*p*, 3*s*, 3*p*, 3*d*, 4*s*, 4*p*, 4*d*, 4*f* ….

В радиальном распределении существенны следующие моменты:

1. Функции $R_{nl}(r)$ конечны почти на всей координатной оси, от нуля, но имеют $(n - l - 1)$ узел. Не имеют узлов орбитали 1*s*, 2*p*, 3*d*, 4*f*…

2. Средние расстояния до ядра, т.е. $\int r\left|R_{nl}(r)\right|^2 dr$ и средние энергии орбиталей, пропорциональные $\int r^{-1}\left|R_{nl}(r)\right|^2 dr$, не зависят от орбитального квантового числа l. В полном соответствии с результатами теории Бора (3.2.8), (3.2.9), среднее расстояние оказывается равным $a_B \cdot n^2$, энергия – Ry/n^2.

Таким образом, орбитали с $n > 1$ оказываются вырожденными, т.е. одну и ту же энергию имеют несколько орбиталей, соответствующих разным сферическим гармоникам. Если учесть еще квантовое число m, которое может принимать $(2l + 1)$ различное значение, то степень вырождения состояний равна 1, 4, 9 … n^2. Поскольку по принципу Паули каждое из состояний может быть занято не более, чем двумя электронами (с различными спинами), то всего оболочка может содержать не более $2n^2$ электронов, что вполне согласуется с отмеченными ранее интервалами в таблице Менделеева между соседними щелочными элементами[1], см. таблицу на стр. 202.

Но реально вырождение может существовать только в одноэлектронном атоме или ионе, когда занята только одна из разрешенных орбиталей. В многоэлектронных атомах общая картина существенно изменяется не только из-за того, что большой заряд ядра уменьшает размеры орбиталей, но и из-за взаимного проникновения различных орбиталей, что существенно искажает их форму. Из рис. 3.3.3 можно видеть, что орбитали *перекрываются*. Расстояния от ядра, равные $a_B \cdot n^2$ – лишь средние значения, но заметно отлична от нуля вероятность обнаружить электрон второй орбитали ближе к ядру, чем первой.

Предположим, что 1*s*–орбиталь занята двумя электронами и один электрон, валентный, находится на второй оболочке (литий). Во-первых, два остовных электрона неполностью экранируют заряд ядра, так как с некоторой, хоть и небольшой, но заметной вероятностью они будут находиться дальше от ядра, чем валентный. Во-вторых, эта вероятность различна для 2*s*- и 2*p*-состояний валентного электрона.

Степень перекрывания невозможно определить из приведенных формул и рис. 3.3.3, так как они неприменимы к многоэлектронным системам. Но качественно они иллюстрируют и взаимное проникновение орбиталей, и зависимость степени этого проникновения от главных и орбитальных квантовых чисел. Поэтому вырождение термов снимается. Обычно энергии орбиталей растут с увеличением главного и орбитального квантовых чисел. Если в расчетах энергии отправляться от ридберговской формулы типа (3.1.2), то для *s*-, *p*- и *d*-термов с одинаковым главным квантовым числом n придется вводить существенно

[1] Способность, например, 3-й оболочки содержать до 18-ти электронов не реализуется у атома K, поскольку энергия 4*s* орбитали оказывается ниже, чем 3*d*. Так же и у следующих щелочных элементов 4*d*, 4*f* … заполняются не сразу, а после частичного заполнения 5-й оболочки.

разные поправки, что и было сделано в самых первых спектральных исследованиях, см. (3.1.3). С увеличением n поправки s, p, d в (3.1.3) уменьшаются, но незначительно, оставаясь одного порядка [1].

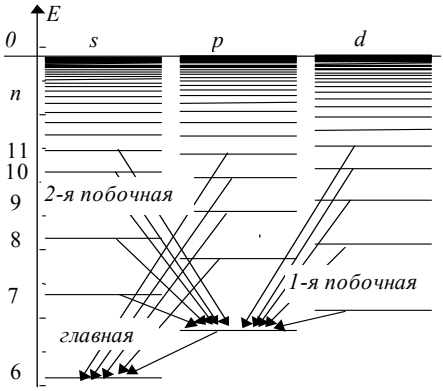


Рис. 3.3.4. *Электронные орбитали атома Cs и схема электронных переходов в главной. 1-й и 2-й побочных сериях при излучении. Предел сходимости всех типов термов общий и соответствует энергии иона Cs^+. Предел сходимости главной серии равен 3,89 эВ, потенциалу ионизации Cs, побочных – на 1,38 эВ меньше.*

Следующий существенный результат квантовой теории – *правила отбора* для оптических переходов. На изменение главного квантового числа ограничений нет, но орбитальное квантовое число должно измениться на ±1. Это объясняет закономерность чередования поправок в главной и побочных сериях, см. (3.1.3) и существо самих серий.

В основном состоянии щелочного атома его валентный электрон находится на орбитали *ns*. У атома Cs – 6*s*, см. рис. 3.3.4. Первый разрешенный оптический переход – на орбиталь 6*p*, остальные линии этой серии, названной главной, – на 7*p*, 8*p*… Тот же спектр может проявиться и в излучении, в переходах из высоких *p*-состояний на 6*s* (а так же на 7*s*… и т.д.). Но в излучении, при возбуждении, обеспечивающем заселение всех верхних состояний, переход может произойти и в 6*p*-состояние. 1-я побочная серия – переходы из *d*-состояний, 2-я побочная – из *s*-состояний, см таблицу на стр. 202.

3.3.2.3. Ридберговские серии в молекулярных спектрах

Радиусы ридберговских орбиталей быстро растут с увеличением главного квантового числа, пропорционально n^2, см. (3.2.9). Уже при $n = 10$ он превышает 5 нм, но при этом система остается довольно устойчива. Энергия связи составляет ≈ 0,14 эВ. Состояние электрона на такой орбитали мало зависит от того, находится в центре ее атомный или молекулярный ион, если его размер много меньше этих 5 нм. Ведь

выражение (3.2.9) получено как решение задачи о состоянии электрона в центральном поле. На больших расстояниях поле любого иона можно рассматривать как центральное.

Таким образом, *у любой молекулы* имеется спектр *ридберговских возбужденных* состояний, и, соответственно, спектры оптических переходов электронов из *невозбужденных, основных состояний,* в эти *ридберговские состояния*. Причем – *любых* электронов, не обязательно валентных. Подобные серии наблюдались и в спектрах возбуждений остовных электронов. Естественно, правила отбора сохраняются и типы ридберговских состояний, в которые возможен оптический переход, зависят от типа исходного состояния.

Так же, как и в атомах, ридберговские термы сходятся к ионизационному пределу, к нулевой энергии связи электрона с оставляемым ионом, а оптический предел сходимости равен потенциалу ионизации возбуждаемых электронов. Первые точные измерения потенциалов ионизации сложных молекул сделаны именно оптически, анализом ридберговских серий в их спектрах поглощения.

3.4 СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА АТОМНЫХ СПЕКТРОВ

3.4.1. Вычисление магнитных моментов ядер по сверхтонкому расщеплению уровней

Сверхтонкое расщепление уровней энергии электронов, наблюдаемое в спектрах испускания и поглощения, обусловлено взаимодействием полного магнитного момента электронной оболочки со спиновым моментом ядра, обусловленным векторной суммой спиновых моментов составляющих его протонов и нейтронов.

Как известно из классической электродинамики, электрон, вращающийся по круговой орбите и характеризуемый механическим орбитальным моментом $\vec{P}$, имеет также магнитный момент:

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2c}\frac{E}{m}\vec{P}. \qquad (3.4.1)$$

Это соотношение между механическим и магнитным моментами сохраняется и в квантовой механике для орбитального движения электронов. Механический момент орбитального движения выражается через соответствующее квантовое число следующим образом: $P_l = \hbar\sqrt{l(l+1)}$, а для магнитного момента справедливо аналогичное выражение: $\mu_l = \mu_0\sqrt{l(l+1)}$, где $\mu_0 = \frac{\hbar}{2c}\frac{E}{m}$ – магнетон Бора.

Из спектроскопических и других экспериментальных данных (опыт Штерна-Герлаха) следует, что отношение магнитного момента к механическому для спина электрона вдвое больше, чем для случая орбитального движения. Таким образом, для спина электрона имеем:

$$\vec{\mu}_s = \frac{1}{2c}\frac{E}{m}\vec{P}_s \qquad (3.4.2)$$

Здесь $P_s = \hbar\sqrt{s(s+1)}$ – механический, а $\mu_s = 2\mu_0\sqrt{s(s+1)}$ – магнитный спиновый момент электрона.

Известно, что магнитное взаимодействие спинового и орбитального момента электронов приводит к тонкому расщеплению уровней энергии электронов в атоме, так что состояния, имеющие различные

значения полного момента $P_J = \hbar\sqrt{J(J+1)}$, различаются по энергии. Примером такой тонкой структуры может служить хорошо известный желтый дублет атома натрия.

Из-за различия гиромагнитных отношений для случая орбитального и спинового моментов электрона связь полных магнитного и механического моментов электронной оболочки дается более сложным соотношением:

$$\mu_J = g(J)\frac{1}{2c}\frac{E}{m}P_J, \qquad (3.4.3)$$

где *g(J)* - множитель Ланде, даваемый выражением

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \qquad (3.4.4)$$

По аналогии с формулой (3.4.3) связь собственного магнитного момента ядра μ_I с его механическим моментом P_I может быть записана в виде:

$$\mu_I = g(I)\frac{1}{2c}\frac{E}{M}P_I, \qquad (3.4.5)$$

где E/M - отношение заряда протона к его массе, а $g(I)$ - множитель, аналогичный фактору Ланде и имеющий определенное значение для ядер данного сорта. В частности, для протона $g(I) = 5{,}585$. Величина

$$\mu_{\text{яд}} = \frac{\hbar}{2c}\frac{E}{M} \qquad (3.4.6)$$

носит название ядерного магнетона, и, как легко заметить, $\frac{\mu_{\text{яд}}}{\mu_0} = \frac{m}{M} = \frac{1}{1836}$, т.е. отношение магнетона Бора к ядерному магнетону равно отношению масс протона и электрона. Причина такого различия в квантах магнитного момента для электронных и ядерных степеней свободы состоит в том, что заряды протона и электрона равны по абсолютной величине, а массы различаются существенно, поэтому при сравнимом механическом моменте магнитный момент протона соответственно меньше магнитного момента электрона.

Механический момент ядра выражается через соответствующее квантовое число *I* следующим образом:

$$P_I = \hbar\sqrt{I(I+1)} \qquad (3.4.7)$$

Используя (3.4.5) – (3.4.7), для магнитного момента ядра легко получить:

$$\mu_I = g(I)\mu_{\text{яд}}\sqrt{I(I+1)}\,. \qquad (3.4.8\text{ а})$$

Согласно квантовой механике, непосредственно проявляется не сам магнитный момент μ_I, а лишь его проекция на выделенное направление в пространстве, которая принимает значения $\mu_{Iz} = m_I g(I)\mu_{\text{яд}}$, где m_I магнитное квантовое число, принимающее значения $m_I = I, (I\text{-}1),\ldots, -I$.

Следовательно, максимальное абсолютное значение проекции магнитного момента ядра на направление внешнего поля равно $Ig(I)\mu_{\text{яд}}$. Это значение обычно и принимается за значение магнитного момента ядра и вместо формулы (3.4.8 а) этот момент определяется соотношением:

$$\mu_I = Ig(I)\mu_{\text{яд}}\,. \qquad (3.4.8\text{ б})$$

Было бы естественно допустить, что протон имеет магнитный момент, равный одному ядерному магнетону, однако опыт показывает, что для протона $I=1/2$ и $g(I) = 5{,}585$, поэтому собственный магнитный момент протона оказывается равным $2{,}7927\,\mu_{\text{яд}}$.

Согласно векторной модели сложения моментов, полный механический момент атома является векторной суммой моментов ядра и электронной оболочки $\vec{P}_F = \vec{P}_I + \vec{P}_J$.

Взаимодействие магнитных моментов электронной оболочки и ядра приводит к изменению энергии электронного состояния:

$$\delta W = \mu_I H(0)\cos(\vec{P}_I, \vec{P}_J)\,. \qquad (3.4.9)$$

Здесь $H(0)$- напряженность магнитного поля, созданного электронной оболочкой в том месте, где находится ядро.

Выражение (3.4.9) может быть переписано в виде:

$$\delta W = \frac{A}{2}\left[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)\right], \qquad (3.4.10)$$

где A —*постоянная сверхтонкой структуры*, которая определяет энергию взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем, создаваемым электронной оболочкой в окрестности ядра:

$$A = \frac{\mu_I H(0)}{\sqrt{I(I+1)J(J+1)}}.$$

Квантовое число F принимает все возможные значения в ряду $I+J, I+J-1, \ldots, |I-J|$.

Расстояние между подуровнями с квантовыми числами $F+1$ и F, выраженное в волновых числах, равно:

$$\delta\tilde{\nu} = \frac{\delta W_{F+1} - \delta W_F}{hc} = A\frac{F+1}{hc}.$$

Для атома водорода и сходных с ним ионов, по расчетам Ферми, постоянная A равна:

$$A = \frac{2l(l+1)}{j(j+1)}\overline{\left(\frac{1}{r^3}\right)}\cdot\mu_I\mu_0. \qquad (3.4.11)$$

Здесь r – расстояние от электрона до ядра, следовательно, величина $\overline{\left(\frac{1}{r^3}\right)}$ обратно пропорциональна объему, занимаемому электроном в данном состоянии.

Решение уравнения Шредингера для атома водорода и водородоподобных ионов дает для этой величины:

$$\overline{\left(\frac{1}{r^3}\right)} = \frac{Z^3}{Б_0^3 n^3 (l+1/2)l(l+1)} \qquad (3.4.12)$$

где $Б_0 = \frac{\hbar^2}{mE^2}$ - радиус первой боровской орбиты в атоме водорода.

Выражения (3.4.11), (3.4.12) позволяют заключить, что постоянная сверхтонкой структуры A весьма быстро падает с ростом главного квантового числа n и орбитального квантового числа l. Иначе говоря, величина сверхтонкого расщепления быстро уменьшается при увели-

чении объема электронной оболочки. Подставляя в формулу (3.4.11) значение $\overline{\left(\frac{1}{r^3}\right)}$ из (3.4.12), можно получить следующее выражение:

$$A = \frac{hcR\alpha^2 Z^3}{n^3(l+1/2)j(j+1)} \frac{g(I)\mu_{яд}}{\mu_0} \qquad (3.4.13)$$

где R – постоянная Ридберга, $\alpha = E^2/\hbar c$ - постоянная тонкой структуры.

Приближенное выражение константы сверхтонкого взаимодействия A для валентных электронов атомов щелочных металлов можно получить в рамках полуклассической теории Бора-Зоммерфельда:

$$A = \frac{hcR\alpha^2 Z_i Z_Б^2}{n^{*3}\,(l+1/2)\cdot j(j+1)} \frac{g(I)}{1836}. \qquad (3.4.14)$$

Здесь Z_a - эффективный положительный заряд, в поле которого движется электрон на той части орбиты, которая лежит вне атомного остова, а Z_i - эффективный заряд ядра на той части траектории электрона, которая проникает внутрь атомного остатка, n^*- эффективное квантовое число для данного состояния валентного электрона.

Для *s*-электрона атома щелочного металла $l=0$, $j=1/2$, $Z_a=1$ и Z_i приближенно может быть приравнено полному заряду ядра Z, откуда

$$A = \frac{8hcR\alpha^2 Z Z_Б^2}{3n^{*3}} \frac{g(I)}{1836} \qquad (3.4.15)$$

Формула (3.4.15) позволяет по экспериментально измеренному значению величины A найти $g(I)$. Далее, если известна величина квантового числа I, характеризующего момент данного ядра, то по формуле (3.4.8 б) определяется отношение магнитного момента ядра μ_I к ядерному магнетону $\mu_{яд.}$.

3.5 ОПИСАНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

3.5.1. Постоянная Ридберга

Задача работы заключается в экспериментальном определении волновых чисел линий Бальмеровской серии водорода и определении по ним значения постоянной Ридберга.

Серия Бальмера дается уравнением:

$$\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right).$$

Иначе это уравнение можно записать в виде:

$$\tilde{\nu} = \frac{R}{4} - \frac{R}{n^2}. \qquad (3.5.1)$$

Из него видно, что если откладывать по оси ординат значения волновых чисел Бальмеровской серии, а по оси абсцисс – соответствующие значения $1/n^2$, получим прямую с наклоном $-R$. Точка ее пересечения с осью ординат дает значение $R/4$.

Измерение длин волн (волновых чисел)

Волновые числа линий водорода определяются при помощи спектрометра (гониометра с призмой).

Для измерения длин волн (или волновых чисел) какого-нибудь линейчатого спектра, пользуются линиями другого линейчатого спектра, длины волн которого хорошо известны. Эти линии называются реперами.

Если производятся очень точные измерения, то не всякая линия может служить репером. В этом случае пользуются так называемыми нормалями, т.е. линиями, длины волн которых весьма устойчивы при изменениях режима источника и которые определены с большой точностью.

Проще всего длины волн определяются методом линейной интерполяции. Длина волны искомой линии определяется по формуле:

$$\lambda_x = \lambda_2 + (\lambda_1 - \lambda_2)\frac{n_x - n_2}{n_1 - n_2} \qquad (3.5.2)$$

где λ_x, n_x искомые длина волны и соответствующий ей отсчет по гониометру; λ_1, λ_2, n_1, n_2 то же для реперных линий.

Такая же формула может быть использована для определения волновых чисел:

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_1 + (\tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_1)\frac{n_x - n_1}{n_2 - n_1}. \qquad (3.5.3)$$

Формула (3.5.2) выведена в предположении того, что $\lambda_1 > \lambda_2$, она дает точные результаты тогда, когда расстояния между линиями пропорциональны разностям длин волн, что имеет место только для спектров, полученных с помощью дифракционных решеток. В спектре, полученном с помощью призмы, не существует линейной зависимости между разностями длин волн линий и расстояниями между ними, поэтому в случае призматического спектра вычислять по формулам (3.5.2) и (3.5.3) можно только тогда, когда разность длин волн между реперами мала (несколько ангстрем).

Для спектра, полученного с помощью стеклянной призмы, хорошие результаты дает интерполяционная формула Гартмана, выражающая зависимость длины волны от координаты в форме:

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{A}{n - n_0}, \qquad (3.5.4)$$

где λ_0 ,n_0, A - постоянные, определяемые по трем линиям (нормалям).

Так как для дальнейшего анализа нас интересуют не длины волн, а волновые числа ν, формулу (3.5.3) удобнее преобразовать к вычислению волновых чисел.

Заменяя λ на $1/\nu$, после простых алгебраических преобразований, получим зависимость того же вида:

$$\nu = \nu_0 + c / (x - x_0), \qquad (3.5.5)$$

где ν_0 , x_0 , c - новые постоянные.

Для нахождения ν_0, x_0 и c, входящих в формулу (3.5.5), необходимо подставить в нее значения волновых чисел и координаты трех нормалей. Если обозначить их волновые числа ν_1, ν_2, ν_3 , а координаты x_1, x_2, x_3, то мы получим систему трех уравнений первой степени, решая которую найдем:

$$x_0 = x_1 + (\tilde{\nu}_3 - \tilde{\nu}_2)\frac{(x_2 - x_1)(x_3 - x_1)}{(\tilde{\nu}_3 - \tilde{\nu}_1)(x_2 - x_1) - (\tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_1)(x_3 - x_1)}$$

$$c = (\tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_1)\frac{(x_1 - x_0)(x_2 - x_0)}{x_2 - x_1}$$

$$\tilde{\nu}_0 = \tilde{\nu}_1 - \frac{c}{x_1 - x_0} \qquad (3.5.6)$$

Если за начало отсчета координаты x примем положение одной из нормалей, например, ν_1, то $x_1 = 0$ и уравнения (3.5.6) несколько упростятся:

$$x_0 = (\tilde{\nu}_3 - \tilde{\nu}_2)\frac{x_2 x_3}{(\tilde{\nu}_3 - \tilde{\nu}_1)x_2 - (\tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_1)x_3}$$

$$c = (\tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_1)\frac{(x_1 - x_0)x_0}{x_2}$$

$$\tilde{\nu}_0 = \tilde{\nu}_1 + \frac{c}{x_0} \qquad (3.5.7)$$

Подставив полученные значения $\tilde{\nu}_0$, x_0 и c в формулу (3.5.5), можно определить по ней волновые числа всех линий, лежащих в промежутке от $\tilde{\nu}_1$ до $\tilde{\nu}_3$.

При вычислении длин волн по формуле (3.5.4) для постоянных получаются аналогичные (3.5.6) и (3.5.7) формулы, только в них надо заменить x_0, c и ν_0 на n_0, A и λ_0, а все ν_i заменить на λ_i.

Формула Гартмана дает хорошие результаты только в тех случаях, когда разность длин волн между крайними реперами не слишком велика, не превышает 100 нм. Поэтому нельзя пользоваться одними и теми же реперами для вычисления волновых чисел всех четырех линий водорода.

Порядок работы и практические указания

Перед выполнением настоящей работы необходимо изучить устройство гониометра, на котором выполняется работа (описание гониометра выдается в лаборатории) и вспомнить, как производится установка гониометра (см. описание "Гониометр").

1. Прежде всего необходимо установить гониометр с помощью плоскопараллельной пластинки.

2. В качестве реперов используются линии спектра ртути. Ртутную дугу устанавливают перед щелью коллиматора так, чтобы послед-

ний был хорошо заполнен светом. Одновременно устанавливают коллиматор на бесконечность, добиваясь резкого видения щели в зрительную трубу, ранее установленную на бесконечность.

3. После этого ставят на столик гониометра призму и устанавливают ее рабочие грани (две любые грани) перпендикулярно оптической оси трубы. Следует помнить, что при определении длин волн с помощью спектрометра, очень большую роль играет хорошая установка гониометра и самой призмы. От этого зависит качество изображения спектральных линий и точность отсчетов.

4. В призменных спектральных аппаратах призма ставится обычно в положение наименьшего отклонения для исследуемой части спектра. При таком положении призмы, лучи света проходят через нее симметрично и дают наиболее резкое изображение спектральных линий.

Установить призму в положение наименьшего отклонения можно лишь для какой-нибудь одной спектральной линии, в нашей работе измерению подлежит вся видимая область спектра, поэтому призма устанивливается в положение наименьшего отклонения для средней части видимой области (т.е. для голубой линии ртути λ=491,6 нм).

Положение наименьшего отклонения для какой-нибудь линии спектра устанавливается следующим образом. Осветив щель соответствующим источником света, начинают вращать столик с призмой и наблюдают за спектром (сначала без трубы). Найдя положение, когда при неизменном направлении вращения столика спектр пойдет в обратную сторону, останавливают столик и наводят на спектр зрительную трубу. Наблюдая за нужной линией в зрительную трубу, повторяют ту же операцию в меньшем интервале углов. Призма находится в положении наименьшего отклонения в тот момент, когда при неизменном направлении вращения столика, линия начнет двигаться в обратную сторону.

5. Производят отсчет углов отклонения для всех линий ртути. Заметим, что в стеклянных приборах, предназначенных для работы во всей видимой части спектра, нужно фокусировать зрительную трубу на каждую измеряемую линию, т.к. нельзя сделать объектив, исправленный на хроматическую аберрацию для всей видимой области спектра. Изменение фокусировки особенно заметно на красном и фиолетовом концах спектра. Хорошая фокусировка проверяется по отсутствию параллакса, т.е. если вертикальная нить окуляра наведена на линию, то

при перемещении глаза вправо и влево относительно окуляра, нить не должна перемещаться относительно линии.

Все измерения углов производятся не менее трех раз независимо, т.е. нужно минимум три раза уйти от линии и снова к ней вернуться. Ширину щели коллиматора следует подбирать так, чтобы линии были возможно более узкими, но не потеряли яркости (т.е. чтобы ширина щели была больше нормальной). Однако, слабые линии не удается измерить при узкой щели, так как при этом не видно визирной нити. Положение слабых линий следует определять при более широкой щели, наводя нить на середину линии (естественно, что здесь нужно проводить измерения более трех раз).

6. Окончив измерения ртутного спектра, наводят трубу на красную область спектра и устанавливают перед щелью водородную трубку. Широко открыв щель, добиваются хорошего заполнения коллиматора светом. При хорошей установке видны четыре линии водорода, которые и надо измерить. Обычно в водородной трубке, одновременно с линиями атомарного водорода, наблюдаются линии кислорода и иногда линии молекулярных полос водорода. Однако, это не мешает измерениям. Линии кислорода гораздо слабее линий водорода, а линии атомарного водорода совпадают с границами молекулярных полос и ярко выделяются на их фоне.

При измерении линий водородного спектра полезно нарисовать в тетради спектр ртути и отмечать на нем места расположения линий водорода. Это поможет потом правильно подобрать интерполяционную формулу, по которой надо вычислить волновой число каждой из линий водорода. Если перед щелью установить призму полного внутреннего отражения, можно одновременно наблюдать спектры ртути водорода. Обычно призму устанавливают так, что закрывают половину высоты щели.

Применение призмы полного внутреннего отражения заметно сокращает время измерений и дает возможность правильно выбрать интерполяционные формулы для определения волновых чисел каждой из линий водорода.

7. Определение волновых чисел линий водорода производится по интерполяционным формулам, приведенным выше.

8. По найденным значениям волновых чисел H_α, H_β, H_γ, H_δ линий, методом наименьших квадратов следует определить значение постоянной Ридберга для водорода.

9. Сравнить полученное значение с теоретическим, вычисленным через универсальные постоянные.

Отчет должен содержать:

1. Оптическую схему спектрометра с призмой и поворотной призмой;

2. Таблицу измерений углов отклонения линий – реперов ртути и их средние значения;

3. Таблицу измерений углов отклонения линий водорода и их средние значения;

4. Значения найденных частот линий водорода и интерполяционные формулы, по которым производились расчеты;

5. Системы уравнений, использованные для определения постоянной Ридберга по методу наименьших квадратов;

6. Полученное значение постоянной Ридберга и ее значение, вычисленное по универсальным постоянным.

3.5.2. Спектроскопическое определение ядерных моментов (СТС).

3.5.2.1. Экспериментальное определение параметров сверхтонкого расщепления спектральных линий.

Для измерения сверхтонкой структуры спектральных линий необходимо использовать спектральные приборы высокой разрешающей силы, поэтому в данной работе используется спектральный прибор со скрещенной дисперсией, в котором интерферометр Фабри-Перо помещен внутрь призменного спектрографа (см. рис. 3.5.1 и раздел 2.4.3.2, рис. 2.4.11).

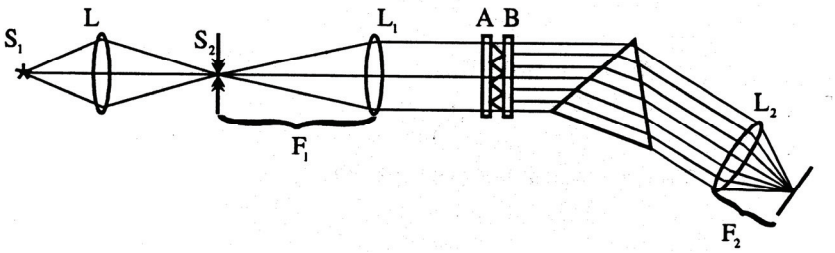


Рис. 3.5.1

Дисперсия призменного спектрографа достаточна для разделения спектральных линий испускания, обусловленных переходами валентного электрона в атоме щелочного металла, но совершенно недостаточна для разрешения сверхтонкой структуры каждой из этих линий. Поэтому при использовании только призменного спектрографа мы получили бы на фотопластинке обычный спектр испускания, в котором компоненты сверхтонкой структуры слились бы в одну линию, спектральная ширина которой определяется только разоешающей способностью ИСП - 51 .

Интерферометр Фабри-Перо позволяет получить в пределах каждой спектральной линии интерференционную картину, представляющую собой последовательность интерференционных колец. Угловой диаметр этих колец θ, как известно из теории интерферометра Фабри-Перо, определяется соотношением толщины воздушного слоя эталона t и длины волны λ:

$$\cos\frac{\theta_{Л}}{2} = Л\frac{\lambda}{2t}, \qquad (3.5.8)$$

где $Л$– порядок интерференции для данного кольца.

Таким образом, каждая спектральная линия представляет собой не просто геометрическое изображение входной щели, построенное оптической системой спектрографа в плоскости фотопластинки, каждое из этих изображений теперь оказывается пересеченным отрезками интерференционных колец. Если сверхтонкое расщепление отсутствует, то в пределах данной спектральной линии будет наблюдаться одна система колец, соответствующих различным порядкам интерференции.

Если же в пределах данной спектральной линии присутствуют две компоненты с различными длинами волн (сверхтонкое расщепление), то картина интерференции будет представлять собой две системы колец для длин волн λ и λ', изображенных на рис. 3.5.2 сплошными и пунктирными линиями соответственно.

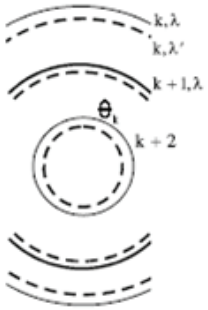


Рис. 3.5.2. *Интерференционная структура спектральной линии, состоящей из двух близких компонент.*

Линейный диаметр интерференционных колец d в приближении малых углов связан с угловым диаметром θ соотношением:

$$d = \theta \times F_2 ,$$

где F_2 - фокусное расстояние объектива камеры спектрографа.

Получим выражения, связывающие угловые и линейные диаметры интерференционных колец с длиной волны излучения, формирующего картину интерференции в интерферометре Фабри-Перо.

В приближении малых углов $\cos\frac{\theta_Л}{2} \approx 1 - \frac{\theta_Л}{8}$ и для двух длин волн λ и λ' условия интерференционного максимума $Л$-ого порядка запишутся соответственно:

$$\theta_Л^2 = 8 - Л\frac{4\lambda}{t}, \qquad \theta'^2_Л = 8 - Л\frac{4\lambda'}{t} \tag{3.5.9}$$

Отсюда для разности длин волн двух компонент получаем:

$$d\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{t}{4Л}(\theta_Л^2 - \theta'^2_Л) \tag{3.5.10}$$

Угловой диаметр $(Л+1)$ - го порядка длины волны определится соотношением:

$$\theta^2_{Л+1} = 8 - (Л+1)\frac{4\lambda}{t} \tag{3.5.11}$$

Из (3.5.9) и (3.5.11) получаем:

$$\frac{4\lambda}{t} = \theta_{Л}^2 - \theta_{Л+1}^2 . \qquad (3.5.12)$$

Исключая t из (3.5.10)-(3.5.12) получим:

$$d\lambda = \frac{\lambda}{Л}\frac{\theta_{Л}^2 - \theta'^2_{Л}}{\theta_{Л}^2 - \theta_{Л+1}^2} . \qquad (3.5.13)$$

При малых углах порядок интерференции дается соотношением $Л = \frac{2t}{\lambda}$ (см.(3.5.8)), так что равенство (3.5.13) принимает вид:

$$d\lambda = \frac{\lambda^2}{2t}\frac{\theta_{Л}^2 - \theta'^2_{Л}}{\theta_{Л}^2 - \theta_{Л+1}^2} . \qquad (3.5.14)$$

Переходя к волновым числам $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$, получаем:

$$d\tilde{\nu} = \frac{1}{2t}\frac{\theta_{Л}^2 - \theta'^2_{Л}}{\theta_{Л}^2 - \theta_{Л+1}^2} . \qquad (3.5.15)$$

Запишем в окончательном виде, формулу, выражающую разность волновых чисел двух компонент через линейные диаметры колец:

$$d\tilde{\nu} = \frac{1}{2t}\frac{d_{Л}^2 - d'^2_{Л}}{d_{Л}^2 - d_{Л+1}^2} \qquad (3.5.16)$$

Теперь для определения $d\tilde{\nu}$ нам необходимо измерить линейные диаметры двух систем интерференционных колец для двух компонент сверхтонкой структуры внутри исследуемой спектральной линии. Для повышения точности определения $d\tilde{\nu}$ имеет смысл измерять диаметры колец, начиная со второго и заканчивая пятым. Дальнейшие кольца расположены тесно друг к другу и погрешность определения разности квадратов диаметров колец растет очень быстро. Усреднять можно всю правую часть (3.5.16), или отдельно числитель и знаменатель.

3.5.2.2. Определение ядерного магнитного момента

В настоящей работе предлагается определить величины расщепления основного состояния $5^2S_{1/2}$ стабильного изотопа Rb^{87} по сверхтонкому расщеплению линий дублета рубидия $6^2P_{1/2} - 5^2S_{1/2}$ и

$6^2P_{3/2} - 5^2S_{1/2}$. Схема переходов и сверхтонкое расщепление основного $5^2S_{1/2}$ состояния показаны на рис. 3.5.3. Сверхтонкое расщепление возбужденных состояний $6^2P_{1/2}$ и $6^2P_{3/2}$ пренебрежимо мало (подумайте, почему?).

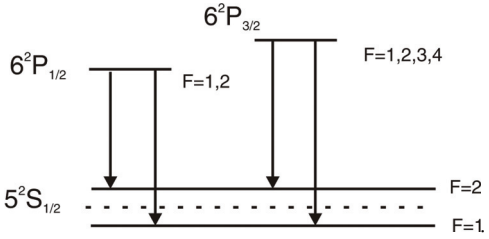


Рис. 3.5.3 *Схема переходов в Rb*

По измеренной величине сверхтонкого расщепления $d\tilde{\nu}$ надо рассчитать величину постоянной сверхтонкой структуры *A***.** Затем, используя приближенное выражение (3.4.13), стр 215, следует найти множитель $g(I)$ для Rb^{87}, после чего определить отношение $\mu_I / \mu_{яд}$.

При вычислениях следует использовать следующие значения постоянных, входящих в (3.4.13): $\alpha^2 = (1/137)^2 = 5{,}324 \cdot 10^{-5}$, $n^* = 1{,}80$, $Z = 37$, $Z_\alpha = 1$, $R = 109737 \text{см}^{-1}$, $I = 3/2$, $J = 1/2$.

3.5.2.3. Порядок работы и практические указания

Экспериментальная установка состоит из спектрографа ИСП-51, внутри которого, между объективом коллиматора и призменной системой, установлен интерферометр Фабри-Перо ИТ-51-30. Интерференционные кольца внутри спектральных линий испускания получаются в главной фокальной плоскости объектива камеры и фотографируются на фотопластинку.

Источником излучения является шариковая газоразрядная лампа, в которой зажигается высокочастотный разряд. Высокочастотный генератор собран на лампе 6Н6П и питается от стабилизированного выпрямителя УИП-1.

Работа выполняется в следующем порядке:

1) Зажечь высокочастотный разряд в шариковой газоразрядной лампе.

2) Установить источник света и линзу на ось коллиматора спектрографа. Проверить установку интерферометра.

3) Сфотографировать на пластинку интерференционные кольца на линиях дублета главной серии Rb^{87}.

4) Измерить диаметр интерференционных колец с помощью микроскопа МИР-12 и определить величину сверхтонкого расщепления $d\tilde{\nu}$ для основного состояния атома Rb^{87}.

Определить отношение $\mu_I/\mu_{яд}$ для Rb^{87}.

Требования, предъявляемые к отчету.

Отчет должен содержать:

1) Оптическую схему установки.

2) Таблицу измерений диаметров интерференционных колец с указанием погрешности.

3) Величину сверхтонкого расщепления $d\tilde{\nu}$ нормального терма с указанием погрешности.

4) Схему термов Rb^{87}.

5) Найденные значения A и $g(I)$.

6) Величину отношения $\mu_I/\mu_{яд}$ для Rb^{87}.

ЛИТЕРАТУРА

1 Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.–Л., Физматгиз, 1963.

2 Дорфман Я.Г. Всемирная история физики с древнейших времен до конца XVIII века. М., Наука, 1974.

3 Льоцци М. История физики. М., Мир. 1970.

4 Храмов Ю.А. Физики. Библиографический справочник. М., Наука, 1983.

5 Джеммер М. Эволюция понятий квантовой механики. М., Наука, 1985.

6 Борн М. Атомная физика. М., Мир. 1965.

7 Борн М. Размышления и воспоминания физика. М., Наука, 1977.

8 Иоффе А.Ф. О физике и физиках. Л., Наука. 1977.

9 Голин Г.М. Классики физической науки. Минск, Вышейшая школа, 1981.

10 Дирак П.А.М. Развитие физических представлений о природе. В сб. Дирак П.А.М. Воспоминания о необычайной эпохе. М., Наука, 1990.

11 Ландау Л.Д., Лифшиц Квантовая механика (Нерелятивистская теория), изд. 2-е. М., Физматгиз, 1963.

12 Минкин В.И., Симкин Б.Я., Миняев Р.М. Теория строения молекул. М., Высшая школа, 1979.

13 Физические величины. Справочник. Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З.// М. Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.