

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
РЯЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. В. Ф. УТКИНА**

М.В. ДУБКОВ, А.Е. МАЛЮТИН, А.Б. МАНОШКИН

АТОМНАЯ ФИЗИКА

Рязань 2022

Министерство науки и высшего образования российской федерации
Рязанский государственный радиотехнический университет
им. В. Ф. Уткина

М.В. ДУБКОВ, А.Е. МАЛЮТИН, А.Б. МАНОШКИН

АТОМНАЯ ФИЗИКА

Учебное пособие

*Рекомендовано научно-методическим советом
ФГБОУ ВО «Рязанский государственный ра-
диотехнический университет им. В.Ф. Утки-
на» в качестве учебного пособия для студен-
тов высших учебных заведений очной и заоч-
ной форм обучения всех технических специ-
альностей (уровень – бакалавриат, специали-
тет) и направления 38.03.02 «Менеджмент»
(уровень – бакалавриат)*

Рязань 2022

УДК 530.1

Атомная физика: учеб. пособие / М. В. Дубков, А. Е. Малютин, А. Б. Маношкин; Рязан. гос. радиотехн. ун-т им. В. Ф. Уткина. Рязань, 2022. 48 с.

Рассмотрены основы теории атомной физики, оптической и рентгеновской спектроскопии и физики лазеров. Приведено описание трех лабораторных работ, включающее описание экспериментальной установки, порядок выполнения работы и вопросы для самоконтроля.

Предназначено для студентов всех направлений подготовки бакалавров и специальностей, изучающих дисциплины «Физика» и «Научные основы инновационных технологий».

Табл. 3. Ил. 26. Библиогр.: 8 назв.

Теория Бора, квантово-механическая теория атома, опыт Франка – Герца, спектроскопия, лазер

Печатается по решению научно-методического совета Рязанского государственного радиотехнического университета имени В. Ф. Уткина.

Рецензенты:

А. А. Трубицын – д-р физ.-мат. наук, доцент, профессор кафедры промышленной электроники ФГБОУ ВО «Рязанский государственный радиотехнический университет имени В.Ф. Уткина»;

Т. Г. Авачева – канд. физ.-мат. наук, доцент, заведующая кафедрой математики, физики и медицинской информатики ФГБОУ ВО «Рязанский государственный медицинский университет имени академика И.П. Павлова» Министерства здравоохранения Российской Федерации.

Дубков Михаил Викторович
Малютин Александр Евгеньевич
Маношкин Алексей Борисович

Атомная физика

Редактор Р. К. Мангутова

Корректор С. В. Макушина

Подписано в печать 15.07.22. Формат бумаги 60×84 1/16.

Бумага писчая. Печать трафаретная. Усл. печ. л. 3,0.

Тираж 200 экз. Заказ

Рязанский государственный радиотехнический университет.

390005, Рязань, ул. Гагарина, 59/1.

Редакционно-издательский центр РГРТУ.

© Рязанский государственный
радиотехнический университет
им. В. Ф. Уткина, 2022

1. Основы атомной физики

1.1. Основы оптической спектроскопии

При изучении курса общей физики мы неоднократно использовали представления об атомарном строении вещества. Как во времена древней Греции, когда зародились атомистические представления, так и в 18-м веке, когда эта теория стала продуктивно применяться для объяснения многих явлений, атомы рассматривались как неделимые частицы материи (на древнегреческом *ἄτομος* – неделимый). В то же время в 19-м веке были установлены явления, свидетельствующие о сложном поведении атомов и наличии у них структуры.

Одним из таких явлений было открытие линейчатого спектра электромагнитного излучения, связанного с атомами вещества. В 1802 году Уильям Волластон обнаружил в спектре Солнца многочисленные узкие темные линии. Эти линии получили название фраунгоферовых линий в честь немецкого физика Йозефа Фраунгофера, который в 1814 году описал более 500 таких линий и объяснил их появление поглощением света Солнца атомами вещества солнечной короны. Подобные спектры носят название абсорбционных. В 1859 году Густав Кирхгоф и Роберт Бунзен смогли получить эмиссионные спектры (спектры излучения) различных химических элементов и показали:

- во-первых, атомные спектры являются линейчатыми – ширина спектральной линии мала;
- во-вторых, атомы испускают только те длины волн, которые могут поглощать;
- в-третьих, спектры атомов являются характеристическими, то есть по ним однозначно устанавливается химический элемент.

Работы Кирхгофа и Бунзена легли в основу оптической спектроскопии. Уже в 1860 году ими был открыт новый химический элемент – цезий, а в 1861 году – рубидий.

В то же время расположение спектральных линий никак не удавалось объяснить классической физике. Более того, даже положение линий казалось бессистемным, пока в 1885 г. Иоганну Бальмеру не удалось подобрать для спектра атома водорода (см. рис. 1.1) формулу:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (1.1)$$

где $\lambda_0 = 364,6$ нм, а $n = 3, 4, \dots$

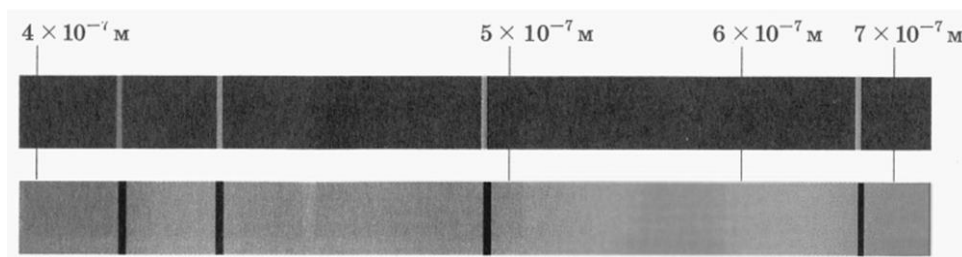


Рис. 1.1

Позднее Йоханнес Ридберг показал, что формула Бальмера может быть записана в более общем виде (обобщенная формула Бальмера или формула Бальмера – Ридберга). Её часто приводят в одном из трех эквивалентных вариантов:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad \text{где } R = 1,1 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1}, \quad (1.2)$$

либо

$$\nu = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad \text{где } R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ Гц}, \quad (1.3)$$

либо

$$\omega = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad \text{где } R = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ рад / с}. \quad (1.4)$$

Постоянную R называют постоянной Ридберга. Как правило, в научной и учебной литературе авторы используют один из этих вариантов и соответствующее значение постоянной Ридберга без каких-либо уточнений. В связи с этим при работе с литературой требуется быть внимательным и по контексту или размерности определять, какой из вариантов используется. Далее мы будем использовать постоянную Ридберга, определяемую в формуле (1.3).

В соответствии с обобщенной формулой Бальмера спектральные линии водорода объединяются в серии. Серия Бальмера, описываемая формулой (1.1), получается при $n_1 = 2$. Она находится в видимой области спектра. Позднее были обнаружены и другие серии. Например, в ультрафиолетовой области находится серия Лаймана ($n_1 = 1$), а в ближней инфракрасной области – серия Пашена ($n_1 = 3$).

Исследуя спектры щелочных металлов, Ридберг обнаружил, что их спектральные линии могут быть описаны очень похожей формулой (формула Ридберга):

$$\nu = R \left(\frac{1}{(n_1 - \Delta_1)^2} - \frac{1}{(n_2 - \Delta_2)^2} \right), \quad (1.5)$$

где Δ – поправка, которую Ридберг определил экспериментально для различных спектральных серий щелочных металлов. Обобщенную формулу Бальмера (1.3) можно рассматривать как частный случай формулы Ридберга (1.5) при $\Delta = 0$.

Эти работы позволили Вальтеру Ритцу сформулировать в 1908 году **комбинационный принцип**:

частоты спектральных линий излучения любого атома могут быть представлены в виде разности двух термов; составляя различные комбинации различных термов, можно найти все возможные частоты спектральных линий этого атома.

$$\nu = T(n_1) - T(n_2). \quad (1.6)$$

Спектральный терм водорода, таким образом, будет $T(n) = \frac{R}{n^2}$, а для щелочных металлов – $T(n) = \frac{R}{(n - \Delta)^2}$.

Ридберг и Ритц не смогли предложить физического объяснения полученным результатам, однако обнаруженные ими закономерности оптических спектров сыграли важнейшую роль в создании теории строения атома.

1.2. Опыт Резерфорда

В 1897 году Джозеф Томсон, исследуя электрический ток в газах, открыл электрон и определил его заряд и массу. Также он установил, что источником электронов в газовом разряде являлись нейтральные атомы, которые испускали электроны при внешнем воздействии и превращались в положительно заряженные ионы. Таким образом, стало очевидным, что атом не является неделимым. Было выдвинуто много гипотез о строении атома, из которых Дж. Томсон в 1904 г. выделил три наиболее правдоподобных:

- 1) каждый отрицательно заряженный электрон спарен с гипотетической положительно заряженной частицей, и эта пара блуждает внутри атома;
- 2) отрицательно заряженные электроны обращаются вокруг сосредоточенной в центре атома области положительного заряда, равного по абсолютной величине суммарному заряду всех электронов атома;
- 3) электроны погружены в сферическое облако положительного заряда с равной везде плотностью заряда внутри этой сферы, где находятся в положении равновесия и могут испытывать колебания, при которых излучают.

Все три гипотезы имели существенные теоретические проблемы: в первой – неясность сил, удерживающих пары вместе внутри атома; во второй – неясность, почему движущийся ускоренно электрон не излучает электромагнитных волн, в третьей – неясность природы положительного заряда, существенно отличающегося от природы отрицательного. Сам Дж. Томсон придерживался третьей гипотезы.

Необходимо отметить, что эти гипотезы существенно различаются распределением положительных и отрицательных зарядов внутри атома. Для того чтобы выяснить характер распределения зарядов в атоме, необходимо было провести экспериментальное зондирование атома. Эту задачу удалось решить Эрнесту Резерфорду и его сотрудникам. Идея Резерфорда заключалась в исследовании рассеяния тонкими слоями вещества потока α -частиц, испускаемых радиоактивным источником.

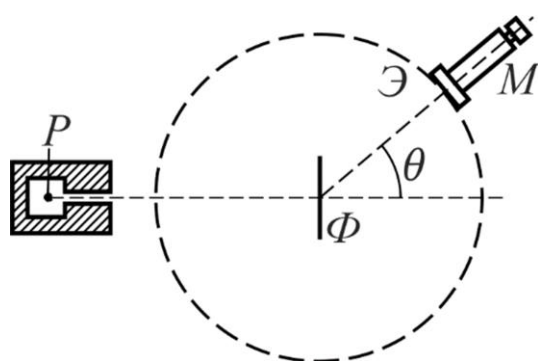


Рис. 1.2

Опыт был поставлен Гейгером и Марсденом в 1909 году. Узкий пучок α -частиц, испускаемых радиоактивным веществом P (см. рис 1.2), падал на тонкую металлическую фольгу Φ . При прохождении через фольгу α -частицы взаимодействовали с положительным зарядом атома и отклонялись от первоначального

направления движения на различные углы. Рассеянные α -частицы ударялись об экран \mathcal{E} , покрытый сернистым цинком, и вызываемые ими сцинтилляции наблюдались в микроскоп M , который можно было устанавливать под любым углом θ (до 150°).

В результате проведения экспериментов было установлено, что подавляющее число α -частиц рассеивается на очень малые углы $\sim 3^\circ$. В то же время наблюдались α -частицы, рассеянные на большие углы, вплоть до максимальных 150° . Таких частиц было очень мало, но все же достаточно, чтобы объяснение их появления за счет случайного накопления угла отклонения при нескольких последовательных взаимодействиях можно было бы признать удовлетворительным. Резерфорд сделал вывод, что такие отклонения являются результатом единичного акта взаимодействия α -частицы с практически точечным рассеивающим центром – ядром атома.

Резерфорд разработал количественную теорию рассеяния α -частиц. Он исходил из того, что взаимодействие α -частицы с ядром атома является кулоновским, а взаимодействием с атомными электронами можно пренебречь из-за того, что масса электрона на несколько порядков меньше мас-

сы α -частицы. Когда α -частица пролетает вблизи ядра, то ее траектория представляет собой гиперболу, а угол отклонения θ – угол между асимптотами гиперболы (см. рис. 1.3). Для угла отклонения была получена формула

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{q_{\alpha} q_{\text{я}}}{2bE} = \frac{eq_{\text{я}}}{bE}, \quad (1.7)$$

где $q_{\alpha} = 2e$ и $q_{\text{я}}$ – заряды α -частицы и ядра, b – прицельный параметр (см. рис. 1.3), E – энергия α -частицы. Из формулы видно, что чем меньше величина прицельного параметра, тем на больший угол отклонится α -частица.

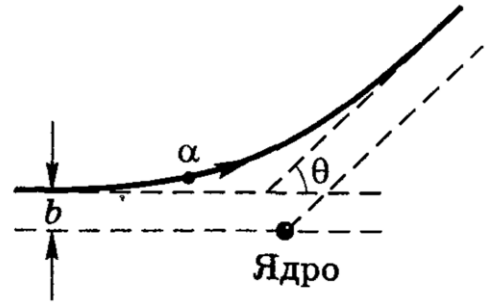


Рис. 1.3

Формула (1.7) непригодна для экспериментальной проверки, так как прицельный параметр невозможно измерить непосредственно. Получим формулу, выражающую долю α -частиц, рассеянных под углом θ (точнее в малом диапазоне углов от θ до $\theta + d\theta$) при прохождении тонкого слоя вещества (фольга), так что α -частица может испытать только одно соударение. Для этого выразим из формулы (1.7) прицельный параметр

$$b = \frac{eq_{\text{я}}}{E} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \quad (1.8)$$

и продифференцируем его:

$$db = -\frac{eq_{\text{я}}}{2E \sin^2(\theta/2)}. \quad (1.9)$$

Знак минус в формуле (1.9) показывает, что при росте прицельного параметра угол отклонения уменьшается. Для вывода доли рассеянных частиц это неважно, поэтому далее мы не будем его учитывать.

Рассмотрим сечение пучка α -частиц площадью S . Рассеиваться в рассматриваемом малом диапазоне углов будут только те α -частицы, которые проходят через кольца радиусом b и толщиной db , окружающие атомы вещества фольги (рис. 1.4). Доля этих α -частиц (dN/N) будет равна отношению общей площади всех колец dS к площади сечения пучка S :

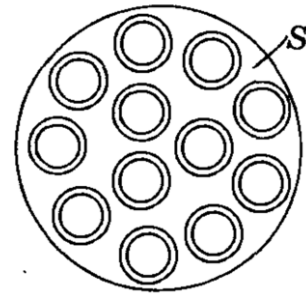


Рис. 1.4

$$\frac{dN}{N} = \frac{dS}{S} = \frac{N_{am} \cdot 2\pi b db}{S} = n \cdot 2\pi b db, \quad (1.10)$$

где N_{am} – количество атомов, попадающих в сечение пучка, n – поверхностная плотность атомов в фольге.

Подставив в (1.10) выражения (1.8) и (1.9), получим

$$\frac{dN}{N} = n \cdot 2\pi \frac{eq_{\alpha}}{E} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \cdot \frac{eq_{\alpha}}{2E \sin^2(\theta/2)} = n \left(\frac{eq_{\alpha}}{2E} \right)^2 \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{\sin^4(\theta/2)}. \quad (1.11)$$

Учитывая, что $2\pi \sin \theta d\theta = d\Omega$ – это телесный угол, в который рассеиваются α -частицы, получаем формулу Резерфорда:

$$\frac{dN}{N} = n \left(\frac{eq_{\alpha}}{2E} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)}. \quad (1.12)$$

В соответствии с формулой Резерфорда доля α -частиц, рассеянных в фиксированный телесный угол, то есть поле зрения микроскопа (рис. 1.2), обратно пропорциональна четвертой степени синуса половины угла рассеяния. Это соответствовало экспериментальным данным, полученным Гейгером и Марсденом.

На основании экспериментальных данных и теоретических расчетов Резерфорд в 1911 году выдвинул основные положения ядерной (планетарной) модели атома:

- положительный заряд атома, выраженный в элементарных зарядах, равен порядковому номеру элемента в таблице Менделеева Z – это определяется по экспериментальным данным из формулы (1.12);
- так как атом электрически нейтрален, то в нем содержится Z электронов;
- область положительного заряд атома имеет размеры не более 10^{-14} м (проникновение α -частиц в область положительного заряда изменяло бы характер рассеяния);
- так как размеры электрона по оценке классической физики того же порядка, то электроны не могут находиться в области положительного заряда;
- так как атом имеет размеры порядка 10^{-10} м, то его размеры определяются облаком электронов, окружающих положительно заряженное ядро;
- практически вся масса атома сосредоточена в ядре;
- электроны в атоме не могут покоиться, иначе под действием кулоновских сил они бы упали на ядро.

Экспериментально подтвержденная ядерная модель атома вступила в противоречие с классической физикой. Электрон в атоме должен двигаться

по искривленным орбитам, то есть постоянно испускать электромагнитные волны и, следовательно, терять энергию. Такой атом будет неустойчив – электрон, теряя энергию, будет двигаться по спиральной орбите и в конечном счете упадет на ядро. Время жизни такого атома составляет порядка 10^{-11} с. Кроме того, частота электромагнитных волн, испускаемых атомом по классической теории, совпадает с частотой его обращения вокруг ядра, которая постоянно изменяется при спиральном движении – то есть спектр атома должен быть сплошным, а не линейчатым, как это установлено в оптической спектроскопии.

1.3. Теория Бора

В 1913 году Нильс Бор предложил модель атома, принципиально отличающуюся от модели, основанной на классической механике, хотя и имеющую общие исходные предпосылки. Первоначально Бор представлял атом как систему, состоящую из ядра и электронов, вращающихся вокруг ядра по круговым или эллиптическим орбитам. Чтобы устранить противоречия, возникающие при классическом подходе, Бору пришлось постулировать три принципа (постулата), резко противоречащих существующим канонам физики.

1. Постулат стационарных состояний: электрон в атоме может находиться не в любых состояниях, допускаемых классической механикой, а лишь в определенных состояниях, энергии которых образуют дискретный ряд: W_1, W_2, \dots . В таких состояниях электрон вопреки законам классической электродинамики не излучает электромагнитные волны, а следовательно, не теряет энергию и может находиться в этом состоянии продолжительное время. В связи с этим такие состояния называются стационарными.

2. Правило частот: атом излучает или поглощает энергию только при переходе электрона из одного разрешенного состояния в другое. Величина светового кванта равна разности энергий тех стационарных состояний, между которыми совершается переход электрона:

$$h\nu = E_n - E_m. \quad (1.13)$$

Правило частот Бора объясняет комбинационный принцип Ритца:

$$\nu = \frac{E_n}{h} - \frac{E_m}{h} = T(m) - T(n), \quad (1.14)$$

то есть спектральный терм есть отношение модуля энергии стационарного состояния к постоянной Планка.

3. Правило квантования орбит: момент количества движения электрона, движущегося по стационарной орбите, всегда кратен постоянной Планка $\hbar = h/2\pi$:

$$L = n\hbar. \quad (1.15)$$

Последнее правило можно связать с дебройлевской волной электрона $\lambda_B = h/p$. Найдем отношение длины круговой орбиты к длине волны де Бройля:

$$\frac{2\pi r}{\lambda_B} = \frac{2\pi r p}{h} = \frac{L}{\hbar} = n. \quad (1.16)$$

Получаем, что на длине орбиты укладывается целое число волн де Бройля. Таким образом, можно рассматривать электрон на стационарной орбите как стоячую волну де Бройля.

На основании этих постулатов Бор смог построить модель атома водорода, которая хорошо соответствовала экспериментальным данным. В простейшей форме движение электрона в атоме водорода происходит по круговой орбите радиусом r вокруг протона. Эта орбита определяется уравнением движения

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (1.17)$$

и квантовым условием Бора

$$mvr = n\hbar. \quad (1.18)$$

Из (1.17) и (1.18) следует

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} n^2 = a_0 n^2, \quad (1.19)$$

где $a_0 = 4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / me^2 = 5,3 \cdot 10^{-11}$ м – боровский радиус.

Кинетическая энергия электрона, вращающегося вокруг ядра, с учетом (1.17)

$$E_\kappa = \frac{mv^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}, \quad (1.20)$$

а потенциальная энергия

$$E_n = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (1.21)$$

Полная энергия на круговой орбите

$$E = E_\kappa + E_n = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{me^4}{8h^2\epsilon_0^2} = -\frac{Rh}{n^2}. \quad (1.22)$$

Таким образом, теоретическое значение постоянной Ридберга равно

$$R = \frac{me^4}{8h^3\epsilon_0^2}. \quad (1.23)$$

Энергетический спектр атома водорода представлен на рис. 1.5. Энергия электрона в атоме отрицательна и дискретна. Обычно электрон находится в состоянии с наименьшей энергией ($n=1$), которое называется основным. Такой электрон движется по орбите наименьшего радиуса a_0 . Если атому сообщить дополнительную энергию, то он может перейти в другое стационарное состояние (переход 1), называемое возбужденным. Возбуждение атома может происходить не только при поглощении фотона, но и при столкновении атомов друг с другом при тепловом движении или с другими частицами, поток которых пропускается через газ. В возбужденном состоянии атом не может находиться долгое время, и электрон совершает серию переходов на нижележащие энергетические уровни, сопровождаемые оптическим излучением, пока снова не окажется в основном состоянии.

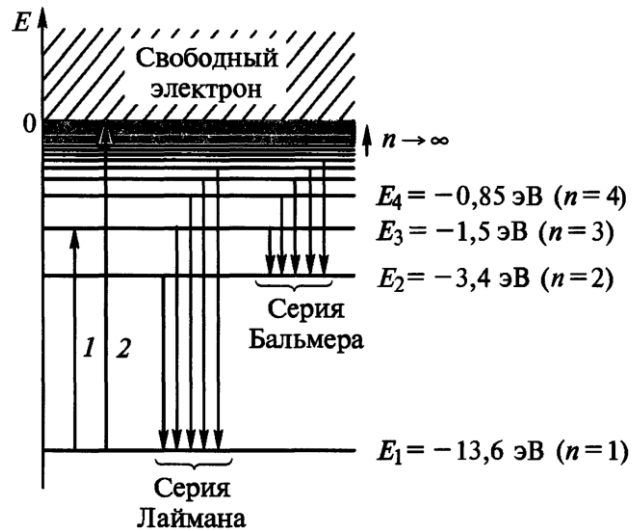


Рис. 1.5

Возбуждение атома может происходить не только при поглощении фотона, но и при столкновении атомов друг с другом при тепловом движении или с другими частицами, поток которых пропускается через газ. В возбужденном состоянии атом не может находиться долгое время, и электрон совершает серию переходов на нижележащие энергетические уровни, сопровождаемые оптическим излучением, пока снова не окажется в основном состоянии.

Если энергия, полученная атомом, достаточно велика, то электрон переходит в область положительных энергий (переход 2) и становится свободным – атом ионизируется. Энергетический спектр свободных электронов является сплошным.

Формула (1.22) для энергетических уровней будет справедлива не только для водорода, но и для водородоподобных ионов, когда в поле положительного заряда ядра Ze остается всего один электрон, с добавлением в качестве множителя квадрата заряда ядра:

$$E_n = -\frac{Z^2 Rh}{n^2}. \quad (1.24)$$

Как следует из (1.24), для удаления электрона от протона, т. е. для ионизации атома водорода, необходима энергия 13,6 эВ. Для удаления же последнего электрона от ядра урана ($Z=92$) необходима энергия 114 кэВ.

1.4. Опыт Франка – Герца

Прямым подтверждением квантовых постулатов Бора стали опыты Джеймса Франка и Густава Герца выполненные в 1913 году, которые показали существование у изолированных атомов дискретных уровней энергии. Дискретность атомных уровней проявляется во многих явлениях и в первую очередь в опытах по возбуждению и ионизации атомов в результате столкновения с электронами. Столкновения электронов с атомами бывают как упругие (кинетическая энергия электрона не изменяется), так и неупругие (часть кинетической энергии пойдет на изменение внутреннего состояния атома).

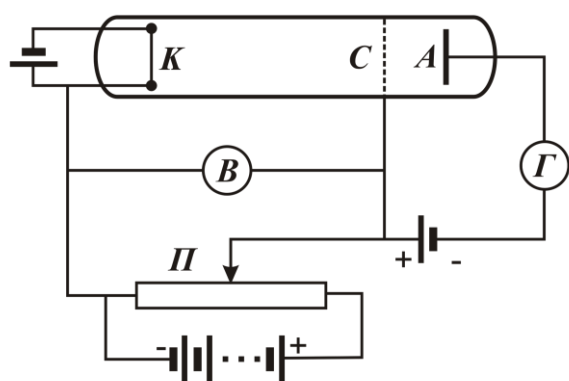


Рис. 1.6

анод А, между которыми располагалась сетка С. Между катодом К и сеткой С прикладывалась ускоряющая разность потенциалов, а между сеткой С и анодом А – тормозящая. Электроны, испущенные катодом, ускорялись в области К-С, испытывая при этом многочисленные соударения с атомами газа, наполняющего электронную лампу. Электроны, почти полностью потерявшие свою энергию в результате неупругих столкновений, не могли

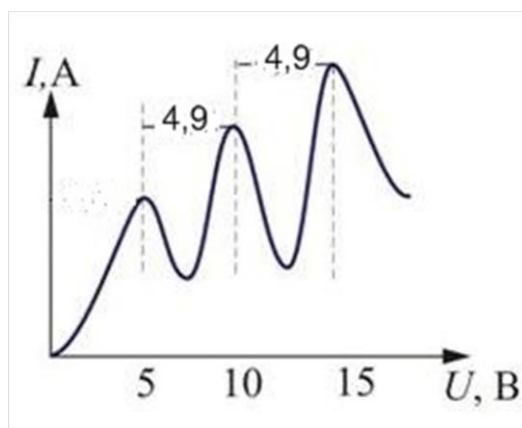


Рис. 1.7

Для доказательства существования неупругих столкновений Франком и Герцем был проведен целый ряд опытов. Общая схема установки, с помощью которой проводились эти опыты, приведена на рис. 1.6. Установка представляла собой газонаполненную электронную лампу, содержащую нить накала, эмитирующую электроны – катод К и воспринимающую пластинку –

преодолеть область тормозящего поля. Электроны же, имеющие достаточно большую энергию, достигали анода, создавая анодный ток, который регистрировался гальванометром Г.

Опыт производился в парах ртути при давлении ~ 1 мм и состоял в измерении вольт-амперной характеристики – зависимости анодного тока I от ускоряющего потенциала U . При увеличении ускоряющего потенциала от нуля ток первоначально возрастал (рис. 1.7),

причем кривая тока имела обычный вид вольт-амперных характеристик термоэлектронных приборов. Но при потенциале около 4,1 В ток резко падал, а затем вновь начинал возрастать до потенциала 9,0 В, при котором вновь обнаруживалось резкое падение тока и новое его возрастание до потенциала 13,9 В. Таким образом, вся кривая представляла собою ряд острых максимумов, отстоящих друг от друга на расстояние 4,9 В. Тот факт, что первый максимум обнаруживался не при 4,9, а при 4,1 В, объясняется тем, что к наложенному ускоряющему потенциалу прибавляется контактная разность потенциалов, смещающая всю кривую, не изменяя расстояния между максимумами.

Истолкование подобного вида кривой состоит в следующем. До тех пор, пока энергия электрона не достигнет 4,9 В, он испытывает с атомами ртути упругие соударения, и ток возрастает с увеличением ускоряющего потенциала по обычному закону. При потенциале 4,9 В удар становится неупругим, электрон отдает атому ртути всю свою энергию. Эти электроны не попадут на анод А, так как будут выловлены сеткой С, и анодный ток резко упадет. При дальнейшем увеличении ускоряющего потенциала, когда остаточная энергия электронов, испытавших неупругий удар, станет достаточной для преодоления тормозящего поля, электроны вновь достигают анода А и ток начнет снова возрастать. Когда энергия электронов после первого неупругого соударения и последующего ускорения электрическим полем снова окажется равной 4,9 В, электроны испытают вновь неупругое столкновение с атомами и на характеристике появится второй максимум.

В результате опытов Франка и Герца было доказано, что:

- 1) при скоростях электронов, меньших некоторой критической скорости, соударение происходит упруго, т.е. электрон не передает атому своей энергии, а лишь изменяет направление своей скорости;
- 2) при скоростях, достигающих критической скорости, удар происходит неупруго, т. е. электрон теряет свою энергию и передает ее атому, который при этом переходит в другое стационарное состояние, характеризующееся большей энергией.

Таким образом, атом или вообще не воспринимает энергию (упругий удар), или воспринимает ее в количествах, равных разности энергий в двух стационарных состояниях. Эта энергия, деленная на заряд электрона, называется потенциалом возбуждения U . Первый потенциал возбуждения U_1 , равный для ртути 4,9 В, называется резонансным потенциалом и соответствует переходу атома с нижнего энергетического уровня на ближайший. Время пребывания атома в возбужденном состоянии очень мало и лежит в пределах $10^{-9} \div 10^{-3}$ с. Полученная в этом случае при неупругом

ударе энергия излучается атомом при его переходе в основное состояние в виде кванта света, частота которого может быть определена из соотношения $h\nu = eU_1$.

Теория Бора сыграла важную роль в развитии атомной физики. Она показала неприменимость законов классической физики для внутриатомных явлений и главенствующую роль квантовых законов. Однако на основе этой теории не удалось создать модель многоэлектронных атомов, даже атома гелия. Кроме того, удалось объяснить только частоты спектральных линий водорода, но не их интенсивность. Таким образом, теория Бора явилась переходным этапом к квантово-механической теории атома.

1.5. Водородоподобные системы в квантовой механике

Рассмотрим с точки зрения квантовой механики водородоподобную систему, в которой единственный электрон движется в поле ядра с зарядом Ze . Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром равна

$$U(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (1.25)$$

где r – расстояние между электроном и ядром.

Состояние электрона в квантовой механике определяется уравнением Шредингера, которое в этом случае будет иметь вид

$$\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0, \quad (1.26)$$

где E – полная энергия электрона, m – масса электрона.

Поле ядра является центрально-симметричным, то есть зависит только от расстояния до ядра. Поэтому решение целесообразно проводить в сферической системе координат, в которой уравнение Шредингера может быть записано как

$$\begin{aligned} & \frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} \right] + \\ & + \left(W + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0. \end{aligned} \quad (1.27)$$

Решение этого уравнения выходит за рамки курса общей физики, поэтому ограничимся только основными принципами. Решение проводится методом разделения переменных, причем волновую функцию можно представить в виде произведения радиальной и угловой части:

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r)Y(\theta, \varphi). \quad (1.28)$$

Собственные функции этого уравнения, описывающие стационарные состояния, будут содержать три целочисленных параметра – квантовых числа n, l, m :

$$\psi_{nlm} = R_{nl} Y_{lm}. \quad (1.29)$$

Например, $R_{10} = e^{-r/a_0}$, $R_{21} = \frac{r}{a_0} e^{-r/(2a_0)}$, $Y_{00} = 1$ и $Y_{11} = \cos(\theta) e^{-i\varphi}$.

Рассмотрим физический смысл квантовых чисел.

Главное квантовое число n в отсутствие внешних полей полностью определяет энергию электрона в атоме:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \frac{Z^2}{n^2} = -\frac{Z^2 R h}{n^2}, \text{ где } n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.30)$$

Это выражение полностью совпадает с выражением (1.24), полученным в теории Бора. Однако Бору для получения такого результата пришлось вводить дополнительные предположения. В квантовой же механике эти значения энергии получены как следствие ее основных положений.

Различие заключается в интерпретации стационарных состояний электрона: в теории Бора – это движение по круговым орбитам, а в квантовой механике – распределение вероятности обнаружения электрона. Например, в теории Бора в основном состоянии атома водорода ($n=1$) электрон движется по орбите радиусом a_0 (боровский радиус). В квантово-механической модели электрон в основном состоянии имеет волновую функцию $\psi_{100} = A e^{-r/a_0}$. Вероятность обнаружить электрон в объеме dV равна

$$dw = |\psi_{100}|^2 dV = A^2 e^{-2r/a_0} 4\pi r^2 dr. \quad (1.31)$$

Зависимость плотности вероятности $\rho_w = dw/dr$ обнаружения электрона от расстояния до ядра приведена на рис. 1.8. Боровскому радиусу соответствует максимум вероятности обнаружения электрона, однако существует вероятность обнаружения электрона и на других расстояниях до ядра.

Орбитальное (азимутальное) квантовое число l определяет величину орбитального момента импульса электрона:

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \text{ где } l = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1. \quad (1.32)$$

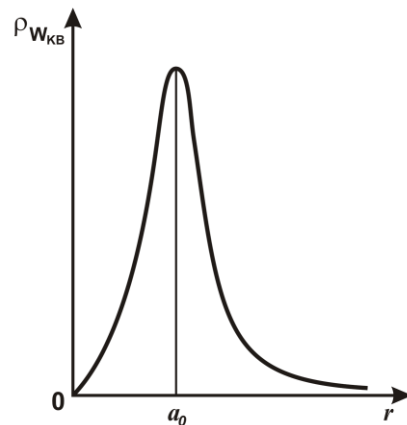


Рис. 1.8

Отметим, что величина момента импульса в квантово-механической модели атома не совпадает с боровским условием квантования (1.15). Для каждого энергетического уровня, задаваемого главным квантовым числом n , существует n различных значений орбитального момента. Для этих состояний различается как радиальное, так и азимутальное распределение плотности вероятности обнаружения электрона. Область пространства, в которой вероятность обнаружения электрона составляет 90 %, носит названия орбитали (в отличие от орбиты в боровской модели). Таким образом, орбитальное квантовое число определяет также форму орбитали.

Различные состояния электрона, определяемые орбитальным квантовым числом l , и соответствующие им орбитали принято обозначать строчными буквами латинского алфавита: s ($l=0$), p ($l=1$), d ($l=2$), f ($l=3$), а далее по алфавиту ($g, h \dots$). Первые символы взяты из обозначения спектральных серий щелочных металлов (*sharp, principal, diffuse* и *fundamental*). В s -состоянии орбиталь электрона имеет сферически симметричную форму и момент импульса, равный нулю. В других состояниях орбитали имеют более сложную форму, определяемую угловой частью волновой функции, однако при усреднении по углу максимум плотности вероятности обнаружения электрона соответствует боровской орбите.

В теории Бора орбитальное движение электрона можно рассматривать как круговой ток, что приводит к появлению магнитного момента, пропорционального моменту импульса:

$$\vec{p}_m = \gamma \vec{L}, \quad (1.33)$$

где $\gamma = -e / (2m_e)$ – орбитальное гиромагнитное отношение, m_e – масса электрона. Так и в квантовой механике с орбитальным моментом импульса электрона связан орбитальный магнитный момент, величина которого квантована:

$$p_m = \mu_B \sqrt{l(l+1)}, \quad (1.34)$$

где $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ – магнетон Бора, который играет роль кванта магнитного момента.

В классической физике ориентация векторов момента импульса и магнитного момента может быть произвольной. На этом, например, основывается теория парамагнетизма Ланжевена. В квантовой механике строго доказано существование пространственного квантования момента импульса: вектор момента импульса электрона может иметь только такие ориентации в пространстве, при которых его проекция на направление внешнего поля принимает дискретные значения (две другие проекции могут принимать произвольные значения).

Магнитное квантовое число m определяет значения проекции момента импульса:

$$L_z = m\hbar, \quad (1.35)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$.

Таким образом, проекция орбитального момента импульса электрона, находящегося в p -состоянии, может принимать только три значения $-\hbar, 0, \hbar$ (см. рис. 1.9). В общем случае всего получается $2l + 1$ значение. Аналогичным образом являются квантованными и проекции магнитного момента:

$$p_{mz} = m\mu_B. \quad (1.36)$$

Отто Штерном и Вальтером Герлахом в 1922 г. были поставлены опыты по измерению магнитных моментов атомов различных химических элементов. Опыты основывались на измерении силы, действующей на магнитный диполь в неоднородном магнитном поле, магнитная индукция B которого изменяется только вдоль оси Z :

$$F_z = p_{mz} \frac{dB}{dz}. \quad (1.37)$$

Опыты Штерна – Герлаха подтвердили наличие пространственного квантования, а также показали, что значения проекции магнитного момента кратны магнетону Бора.

В то же время в этих опытах был обнаружен магнитный момент электрона, находящегося в s -состоянии. Проекция этого магнитного момента на направление поля принимала только два значения $\pm\mu_B$. Однако в s -состоянии орбитальный момент импульса и соответственно магнитный момент равны нулю. Для объяснения этих результатов, а также ряда других трудностей, накопившихся в атомной физике к этому времени, С. Гаудсмит и Дж. Уленбек в 1925 г. выдвинули гипотезу, что электрон обладает собственным моментом импульса L_s , получившим название **спин**, и соответствующим ему магнитным моментом p_{ms} .

Первоначально Гаудсмит и Уленбек предполагали, что спин электрона связан с его вращением вокруг своей оси, как заряженного шарика. Однако такое предположение приводит к тому, что для получения наблюдаемых величин магнитного момента скорость поверхности электрона как твердого тела должна во много раз превышать скорость света. В настоящее время спин рассматривается как особая характеристика любой элементарной частицы так же, как масса или электрический заряд.

Из общих положений квантовой механики следует, что спин электрона должен квантоваться по закону:

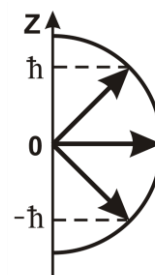


Рис. 1.9

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}, \quad (1.38)$$

где s – **спиновое квантовое число**. Возможные значения спинового квантового числа можно найти из условия, что проекция магнитного момента принимает только два значения, то есть $2s + 1 = 2$. Получаем, что спиновое квантовое число может принимать только одно значение $s = 1/2$. Таким образом, спиновое квантовое число в отличие от введенных ранее главного, орбитального и магнитного квантовых чисел не является целым. Спин электрона может принимать только одно значение:

$$L_s = \hbar \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right)} = \hbar \frac{\sqrt{3}}{2}. \quad (1.39)$$

Проекция спина на направление внешнего магнитного поля может принимать только два значения, то есть **магнитное спиновое квантовое число** m_s может принимать только два значения: $\pm 1/2$. Соответственно проекция спина квантуется по закону

$$L_{sz} = m_s \hbar = \pm \frac{\hbar}{2}. \quad (1.40)$$

В соответствии с опытами Штерна – Герлаха проекция собственного магнитного момента электрона

$$p_{msz} = \pm \mu_B. \quad (1.41)$$

Из формул (1.40) и (1.41) следует, что спиновое гироманнитное отношение для электрона

$$\gamma_s = \frac{p_{msz}}{L_{msz}} = -2 \frac{\mu_B}{\hbar} = -2 \frac{e\hbar}{2m\hbar} = -\frac{e}{m} = 2\gamma, \quad (1.42)$$

то есть в два раза больше орбитального гироманнитного отношения.

Таким образом, состояние электрона в атоме определяется набором из четырех квантовых чисел: главного n , орбитального l , магнитного m и магнитного спинового m_s , которое часто называют просто спиновым. При этом каждому значению главного квантового числа n соответствует

$$2 \sum_{l=1}^{n-1} (2l+1) = 2n^2 \quad (1.43)$$

других квантовых чисел. При этом электрон в этих состояниях имеет одинаковую энергию. Такие состояния называются вырожденными, а количество состояний с одинаковой энергией – кратностью вырождения.

1.6. Многоэлектронные атомы и их спектры

Перейдем теперь от водородоподобной системы, содержащей один электрон, к многоэлектронному атому. Пусть атом находится в невозбуж-

денном состоянии. С точки зрения классической физики все электроны должны занять состояние с наименьшей энергией. Однако опыт показывает, что это не так – с ростом порядкового номера химического элемента электроны заполняют состояния в определенном порядке.

В 1940 году Вольфганг Паули сформулировал принцип, который теперь носит его имя – **принцип Паули**: в любом из квантовых состояний атома, характеризующемся полным набором четырех квантовых чисел, не может быть более одного электрона. Поэтому с ростом порядкового номера очередной электрон занимает еще незаполненное состояние с наименьшей энергией.

Как показано в (1.43), главному квантовому числу n соответствует $2n^2$ состояний. Электроны, находящиеся в этих состояниях, образуют оболочку. Оболочки обычно обозначаются прописными латинскими буквами: K ($n=1$), L ($n=2$), M ($n=3$) и так далее. Оболочки разделяются на подоболочки, соответствующие различным значениям орбитального квантового числа l . Подоболочки обозначаются значением главного квантового числа и символическим обозначением орбитального: $1s$, $2s$, $2p$, $3s$, $3d$, $3p$ и так далее. В табл. 1.1 приведено распределение электронов по подоболочкам.

Таблица 1.1

Оболочка	Число электронов в подоболочке					Число электронов в оболочке
	s	p	d	f	g	
K	2	–	–	–	–	2
L	2	6	–	–	–	8
M	2	6	10	–	–	18
N	2	6	10	14	–	32
O	2	6	10	14	18	50

Принцип Паули лежит в основе теоретического обоснования периодической системы элементов Д.И. Менделеева. При разработке периодического закона Менделеев, рассматривая элементы в порядке возрастания атомных масс, обнаружил повторяемость их физико-химических свойств через определенные промежутки – периоды. Располагая элементы в таблицу так, чтобы элементы со сходными свойствами составляли вертикальный ряд (группу), он вынужден был в ряде случаев отступить от принципа возрастания масс и ввести порядковый номер элемента Z . В соответствии с опытами Резерфорда порядковый номер элемента соответствует заряду ядра, выраженному в элементарных зарядах, и, следовательно, числу элек-

тронов в атоме. Периодичность свойств определяется конфигурацией электронных оболочек, заполняемых в соответствии с принципом Паули. Заполнение оболочек первых элементов приведено в табл. 1.2.

Таблица 1.2

<i>Z</i>	Элемент	<i>K</i>	<i>L</i>		<i>M</i>			<i>N</i>	
		1 <i>s</i>	2 <i>s</i>	2 <i>p</i>	3 <i>s</i>	3 <i>p</i>	3 <i>d</i>	4 <i>s</i>	4 <i>p</i>
1	H	1	—	—	—	—	—	—	—
2	He	2	—	—	—	—	—	—	—
3	Li	2	1	—	—	—	—	—	—
4	Be	2	2	—	—	—	—	—	—
5	B	2	2	1	—	—	—	—	—
6	C	2	2	2	—	—	—	—	—
7	N	2	2	3	—	—	—	—	—
8	O	2	2	4	—	—	—	—	—
9	F	2	2	5	—	—	—	—	—
10	Ne	2	2	6	—	—	—	—	—
11	Na	2	2	6	1	—	—	—	—
12	Mg	2	2	6	2	—	—	—	—
13	Al	2	2	6	2	1	—	—	—
14	Si	2	2	6	2	2	—	—	—
15	P	2	2	6	2	3	—	—	—
16	S	2	2	6	2	4	—	—	—
17	Cl	2	2	6	2	5	—	—	—
18	Ar	2	2	6	2	6	—	—	—
19	K	2	2	6	2	6	—	1	—
20	Ca	2	2	6	2	6	—	2	—
21	Sc	2	2	6	2	6	1	2	—
22	Ti	2	2	6	2	6	2	2	—

Из табл. 1.2 можно сделать несколько выводов.

Во-первых, периоду таблицы Менделеева соответствует полностью заполненная оболочка.

Во-вторых, сходство физико-химических свойств обусловлено сходством электронной конфигурации на внешней оболочке.

В-третьих, до аргона подоболочки заполняются в порядке возрастания орбитального квантового числа, пока оболочка не будет полностью заполнена. Однако на калии происходит «сбой» — *N*-оболочка начинает заполняться при незаполненной до конца *M*-оболочке.

Выясним, с чем связан такой порядок заполнения оболочек. В многоэлектронном атоме электроны будут взаимодействовать не только с ядром, но и друг с другом. Решение такой задачи очень сложное, поэтому мы

ограничимся рассмотрением самого простого случая – щелочными металлами, которые имеют только один электрон на внешней оболочке. Электроны на внутренней оболочке расположены ближе к ядру и экранируют его. Такая система может рассматриваться как единое целое, поэтому атомы щелочных металлов похожи на атом водорода. В то же время поле такой системы уже не будет кулоновским, хотя остается центрально-симметричным. Поэтому потенциальная энергия электрона в нем может быть представлена в виде ряда

$$U(r) = -\left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} + C_1 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} + C_2 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^3} + \dots \right), \quad (1.44)$$

где первое слагаемое описывает кулоновское поле заряда $+e$, а остальные – поправки, определяемые распределением заряда электронов на внутренних оболочках.

Если ограничиться одной поправкой, то решение уравнения Шредингера

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} + C_1 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \right) \psi = 0 \quad (1.45)$$

приводит к тому, что разрешенные значения энергии электрона будут зависеть не только от главного квантового числа n , но и от орбитального квантового числа l :

$$E_{nl} = -\frac{Rh}{(n - \Delta_l)^2}, \quad (1.46)$$

где $\Delta_l = C_1 \frac{2\pi m e^2}{\hbar^2 (l + 1/2)}$ – квантовый дефект, зависящий в данном приближе-

нии только от орбитального квантового числа. Если энергии (1.46) подставить в правило частот Бора (1.13), то мы получим формулу Ридберга (1.5). При этом теоретические значения квантовых дефектов хорошо совпадают с экспериментальными ридберговскими поправками.

Из-за квантового дефекта энергетические уровни щелочных металлов лежат ниже, чем у водорода. Однако с увеличением l квантовый дефект уменьшается, то есть энергия таких состояний близка к энергетическим уровням атома водорода. Для калия получается, что энергия электрона в состоянии $4s$ меньше, чем в состоянии $3d$. Поэтому состояние $4s$ будет заполняться раньше, хотя и относится к следующей оболочке.

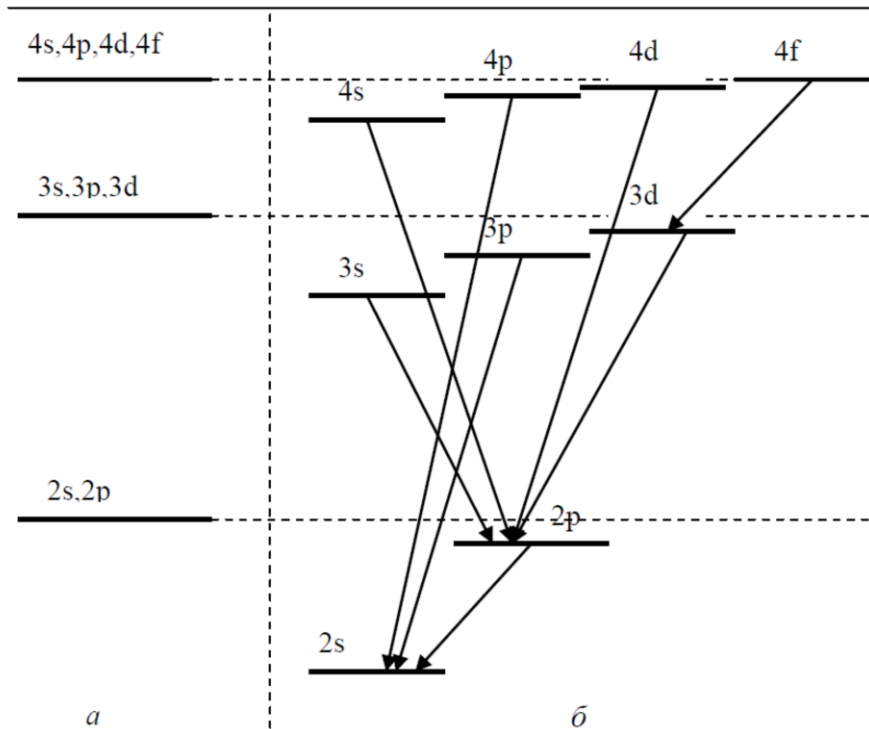


Рис. 1.10

Энергетические схемы атомов водорода (а) и лития (б) приведены на рис. 1.10. В атоме водорода уровни энергии вырождены, а в атоме лития вырождение по орбитальному числу снимается. Поэтому водородная серия Бальмера ($n \Rightarrow 2$) в щелочных металлах расщепляется на три серии: главную ($np \Rightarrow 2s$), резкую ($ns \Rightarrow 2p$) и диффузную ($nd \Rightarrow 2p$). При этом некоторые переходы, например ($ns \Rightarrow 2s$) или ($nd \Rightarrow 2s$), не наблюдаются. Возможными оказываются только те переходы, в которых орбитальное квантовое число изменяется на единицу:

$$\Delta l = \pm 1. \quad (1.47)$$

Эта закономерность получила название «**правило отбора**». С точки зрения квантовой теории правило отбора связано с вероятностью перехода из одного квантового состояния в другое. Оказывается, что вероятность переходов, запрещенных правилом отбора, практически равна нулю. Чем больше вероятность перехода, тем больше фотонов соответствующей частоты будет испускаться в единицу времени. Таким образом, **правила отбора определяют интенсивности спектральных линий**.

Необходимо также учитывать, что в соответствии с одним из важнейших законов квантовой механики – принципом неопределенности ($\Delta E \cdot \tau \geq h$) – строго определенное значение уровня энергии может быть только для состояния, в котором электрон находится бесконечно долго. В возбужденном состоянии атом не может находиться бесконечно долго, по-

этому возникает неопределенность значения энергии уровня, а спектральные переходы будут осуществляться в диапазоне частот шириной

$$\Delta\nu = \frac{\Delta E_{nl}}{h} \geq \frac{1}{\tau}, \quad (1.48)$$

где τ – время жизни состояния. Эта величина $\Delta\nu$ называется **естественная ширина спектральной линии**. Если время жизни состояния большое, то спектральная линия будет узкая (резкая серия щелочных металлов), а если малое, то спектральная линия – широкая (диффузная серия).

Помимо естественной ширины спектральной линии наблюдается ее дополнительное уширение за счет различных эффектов.

Доплеровское уширение возникает вследствие эффекта Доплера: при движении излучателя к наблюдателю фиксируемая частота будет больше испускаемой, а при движении от наблюдателя – меньше. При хаотическом тепловом движении присутствуют все возможные направления, что приводит к увеличению ширины спектральной линии тем больше, чем выше температура. Доплеровское уширение дает основной вклад в ширину спектральной линии для разреженных газов.

Лоренцевское уширение вызвано сокращением времени жизни возбужденных состояний атома вследствие его соударений с другими частицами, что наиболее значимо для метастабильных (долгоживущих) состояний. В соответствии с принципом неопределенностей Гейзенберга это приводит к расширению уровней и, следовательно, увеличению ширины спектральной линии. Лоренцевское уширение тем больше, чем меньше время свободного пробега атома, то есть больше концентрация газа.

Таким образом, квантово-механическая теория атома объяснила как положение спектральных линий для всех химических элементов, а не только для атома водорода и водородоподобных ионов, так и их интенсивность и ширину, а также дала теоретическое обоснование периодическому закону Менделеева.

1.7. Молекулы и их спектры

Молекулы представляют собой нейтральные группы атомов, связанных ковалентными связями. Как и атомы, молекулы являются квантовыми объектами, энергия которых дискретна. Однако молекулярные спектры имеют свои особенности: в дальней области инфракрасного излучения наблюдаются линейчатые спектры, а в ближней инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой – полосатые. У простых молекул полосы в спектре имеют тонкую линейчатую структуру, а у сложных полосы сплошные.

Такая структура молекулярного спектра объясняется тем, что в молекуле, кроме движения электронов вокруг ядер атомов, существует еще два вида движения, отсутствующих в атоме. Во-первых, атомы в молекуле могут колебаться вокруг положения равновесия, во-вторых, молекула может вращаться вокруг своего центра масс. Этим трем видам движения – электронному, колебательному и вращательному – соответствуют свои квантовые числа. Полная энергия молекулы определяется суммой электронной, колебательной и вращательной энергии:

$$E_m = E_{\text{э}} + E_{\text{кол}} + E_{\text{вр}}. \quad (1.49)$$

Поскольку масса электрона m много меньше массы молекулы M , то колебательное и вращательное движения происходят намного медленнее. Это обуславливает разный порядок величин этих энергий:

$$E_{\text{э}} : E_{\text{кол}} : E_{\text{вр}} = 1 : \sqrt{\frac{m}{M}} : \frac{m}{M}, \quad (1.50)$$

то есть $E_{\text{э}} \gg E_{\text{кол}} \gg E_{\text{вр}}$.

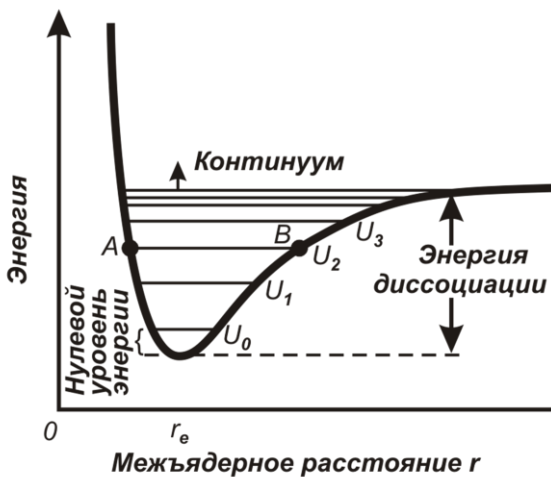


Рис. 1.11

Возникновение колебательных энергетических уровней объясняется следующим образом. Потенциальная энергия взаимодействия атомов в молекуле зависит от расстояния между ними, так что имеется минимум, соответствующий положению равновесия (рис. 1.11). Вблизи этого положения потенциальная кривая близка к параболе, то есть система представляет собой квантовый гармонический осциллятор, энергия которого дискретна:

$$E_{\text{кол}} = nh\nu + \frac{h\nu}{2}, \quad (1.51)$$

где ν – частота гармонического осциллятора, определяющаяся его параметрами, $n = 0, 1, 2, \dots$ – квантовое число. Отсюда видно, что энергия колебательного движения не может быть равна нулю, а уровни будут эквидистантны. При возрастании энергии колебательного движения потенциальная кривая станет несимметричной, осциллятор – ангармоническим, а расстояние между уровнями энергии уменьшится. При достижении некоторого предельного значения энергии произойдет диссоциация молекулы.

При вращательном движении молекула рассматривается как жесткий ротор со свободной осью, проходящей через центр масс. Энергия ротатора определяется его моментом импульса L и моментом инерции I :

$$E_{\text{вр}} = \frac{L^2}{2I}. \quad (1.52)$$

В то же время согласно законам квантовой механики момент импульса всегда квантован:

$$L = \hbar \sqrt{J(J+1)}, \quad (1.53)$$

где $J = 0, 1, 2$ – квантовое число.

Подставляя (1.53) в (1.52), получаем для энергии вращательного движения:

$$E_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1) = BJ(J+1). \quad (1.54)$$

Вращательные уровни энергии не являются эквидистантными, расстояние между ними увеличивается с ростом J : $\Delta E_{\text{вр}} = 2BJ^2$.

Таким образом, энергетическая структура молекулы является сложной (рис. 1.12): каждому электронному уровню соответствует свой набор сходящихся колебательных уровней, а каждому колебательному – свой набор расходящихся вращательных уровней. При переходе электрона с од-

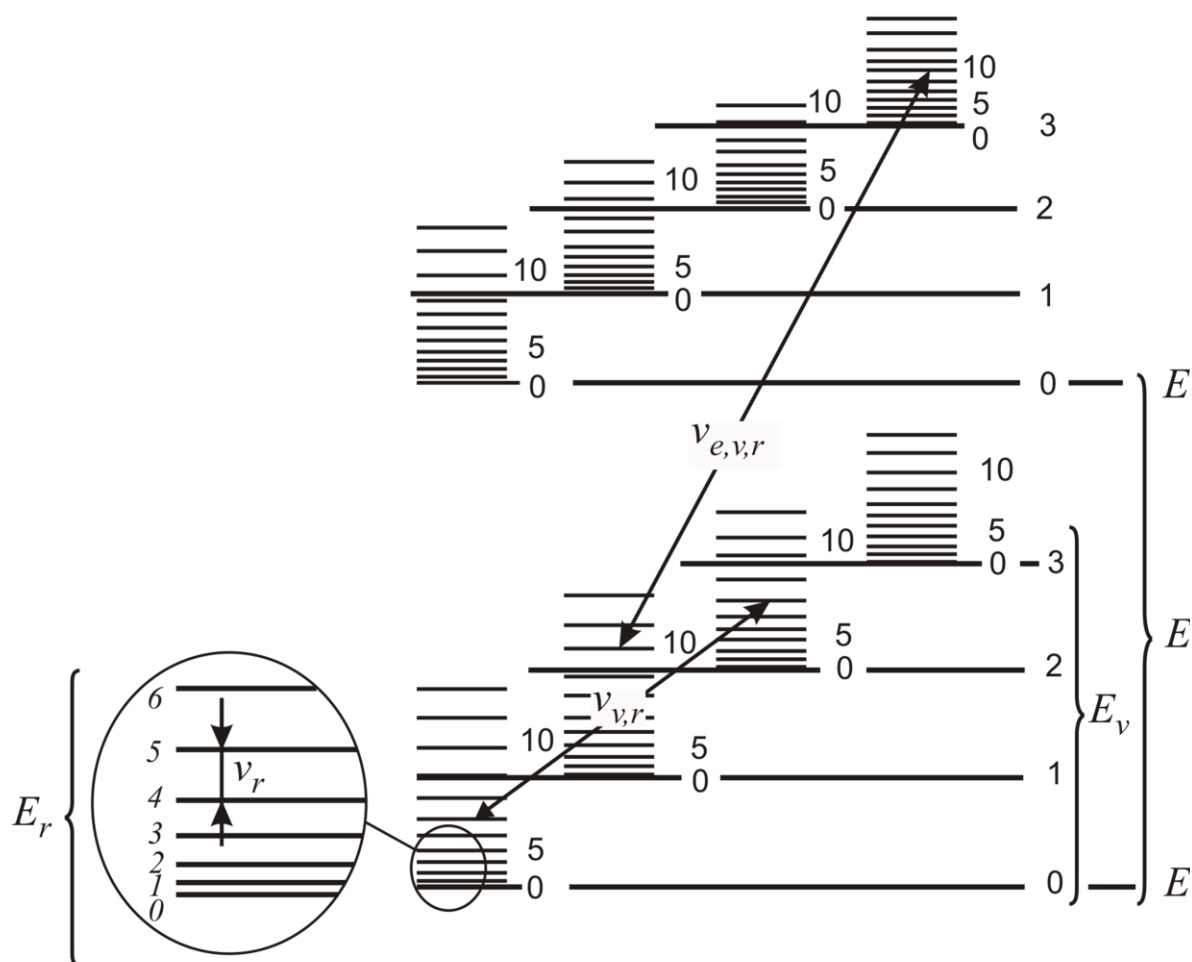


Рис. 1.12

ного уровня на другой изменяется также вращательная и колебательная энергия. Следовательно, в спектре наблюдается большое количество близко расположенных линий, которые, сливаясь, образуют полосу. При колебательных переходах также изменяется вращательная энергия, и в спектре тоже наблюдаются полосы, расположенные в близкой инфракрасной области. Вращательные переходы, при которых не изменяется ни электронная, ни колебательная энергия, дают линейчатый спектр в дальней инфракрасной и микроволновой области.

1.8. Рентгеновские спектры

Участок периодической системы Менделеева от $Z = 58$ до $Z = 71$ занят редкоземельными элементами, химические свойства которых очень близки. Для определения порядковых номеров этих элементов невозможно было ориентироваться на их оптические спектры. Большую роль в решении этого вопроса сыграл рентгеноспектральный анализ.

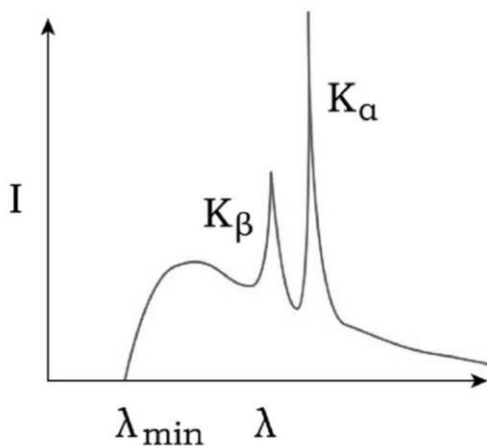


Рис. 1.13

В 1905 г. Чарльз Баркла установил, что рентгеновское излучение, исходящее из антикатада рентгеновской трубки, состоит из двух частей (см. рис. 1.13). Одна из них – это тормозное излучение, возникающее при торможении электронов. Это излучение имеет сплошной спектр, и его свойства не зависят от материала антикатада. Минимальную длину волны тормозного излучения можно определить из условия, что энергия электрона, ускоренного разностью потенциалов U , полностью переходит в энергию кванта рентгеновского излучения:

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU}. \quad (1.55)$$

Другая часть представляет собой **характеристическое рентгеновское излучение**, свойства которого определяются материалом антикатада. Спектр характеристического излучения линейчатый, спектральные линии, как и в оптическом излучении, образуют серии. Серии принято обозначать буквами K, L, M, \dots , каждая из серий состоит из нескольких линий, обозначаемых индексами $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ (например, K_α).

Исследуя характеристические рентгеновские спектры, Генри Мозли установил в 1913 году эмпирический закон, согласно которому квадратный

корень из частоты спектральной линии есть линейная функция порядкового номера элемента Z :

$$\sqrt{\nu} = C(Z - \sigma). \quad (1.56)$$

Константа σ сохраняет свое значение в пределах одной и той же спектральной серии, но изменяется при переходе от одной серии к другой. Константа C имеет свое значение для каждой спектральной линии, однако одинаковое для всех элементов. Закон Мозли позволяет по измеренной длине волны спектральных линий точно установить порядковый номер элемента.

Закон Мозли можно представить в виде, похожем на обобщенную формулу Бальмера:

$$\nu = R(Z - \sigma_m)^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1.57)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ — определяет серию, а $n = m+1, m+2, \dots$ — определяет линию в серии.

Закон Мозли указывает на то, что возникновение характеристического рентгеновского излучения связано с процессами, происходящими во внутренних оболочках атомов, которые для всех элементов имеют одинаковое строение (рис. 1.14). Под воздействием быстрого электрона или высокоэнергетического фотона из атома может быть вырван электрон, находящийся на одной из внутренних оболочек (K, L, M, \dots). На его место перейдет электрон с одной из более удаленных от ядра оболочек. Этот переход будет сопровождаться испусканием кванта рентгеновского излучения с частотой, определяемой законом Мозли. Смысл постоянной σ состоит в том, что на электрон, совершающий этот переход, действует заряд ядра, ослабленный влиянием других электронов, поэтому σ называют постоянной экранирования.

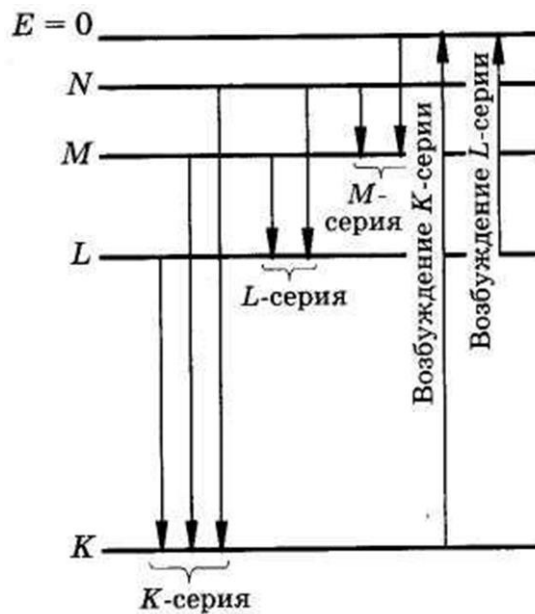


Рис. 1.14

1.9. Основы физики лазеров

Лазером называется устройство, обеспечивающее усиление электромагнитных волн за счет индуцированного (вынужденного или стимулированного) излучения. Рассмотрим понятие индуцированного излучения и его свойства.

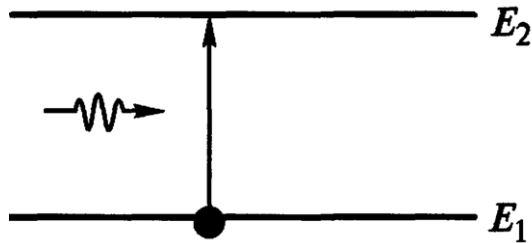


Рис. 1.15

В 1916 году Эйнштейн рассмотрел с позиции квантовой теории проблему равновесного состояния вещества (среды) и излучения, заполняющих объем некоторой полости. Далее для простоты будем рассматривать два энергетических уровня E_1 и E_2 атомов среды. Переход из основного состояния

с энергией E_1 в возбужденное состояние с энергией E_2 (рис. 1.15) происходит при поглощении кванта с энергией:

$$h\nu = E_2 - E_1. \quad (1.58)$$

Пусть количество атомов в основном состоянии (населенность уровня) равно N_1 . Под действием излучения, имеющего объемную плотность $\rho(\nu, T)$, число таких переходов в единицу времени пропорционально как населенности уровня, так и объемной плотности энергии излучения:

$$\dot{N}_{12} = B_{12} N_1 \rho(\nu, T), \quad (1.59)$$

где B_{12} – коэффициент Эйнштейна для поглощения.

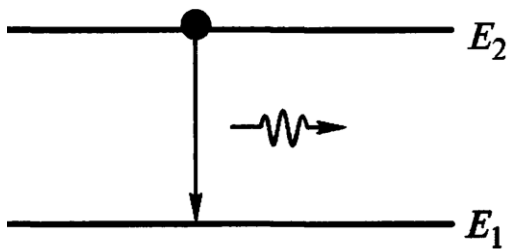


Рис. 1.16

Атомы, находящиеся в возбужденном состоянии, будут переходить в основное состояние, испуская квант с той же энергией (1.58) без каких либо внешних воздействий (рис. 1.16). Такое излучение носит название **спонтанного** (самопроизвольного). Спонтанное излучение различных

атомов и даже одного атома в различные моменты времени некогерентно, то есть имеет случайное направление, плоскость поляризации и фазу. Число атомов, совершающих в единицу времени спонтанный переход, определяется только количеством атомов в возбужденном состоянии N_2 :

$$\dot{N}_{21} = A_{21} N_2, \quad (1.60)$$

где A_{21} – коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения.

В равновесном состоянии количество атомов, переходящих в единицу времени в возбужденное состояние, должно быть равно количеству атомов, возвращающихся в основное состояние ($\dot{N}_{12} = \dot{N}_{21}$), то есть

$$B_{12}N_1\rho(\nu, T) = A_{21}N_2. \quad (1.61)$$

Однако Эйнштейн заметил, что это условие невозможно. Из (1.61) с учетом распределения Больцмана следует, что плотность излучения при стремлении температуры T к бесконечности

$$\rho(\nu, T) = \frac{A_{21}N_2}{B_{12}N_1} = \frac{A_{21}}{B_{12}} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \rightarrow \frac{A_{21}}{B_{12}}. \quad (1.62)$$

В то же время известно, что плотность энергии излучения в этом случае должна стремиться к бесконечности.

Эйнштейн сделал вывод, что это противоречие может быть устранено, если считать, что в среде под действием излучения происходят вынужденные переходы из возбужденного состояния в основное, сопровождаемое излучением (рис. 1.17). Это излучение получило

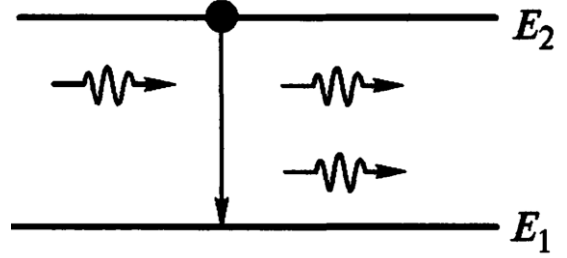


Рис. 1.17

название **вынужденного** (индуцированного). Таким образом, в процесс излучения вовлечены два фотона: первичный, вызывающий испускание излучения, и вторичный, испущенный атомом. Важным моментом является то, что вторичный фотон имеет такие же фазу, частоту, поляризацию и направление распространения, что и первичный фотон. Поэтому вынужденное излучение когерентно со стимулирующим излучением, а вторичный фотон неотличим от первичного.

Количество вынужденных переходов, совершаемых в единицу времени, будет определяться выражением

$$\dot{N}'_{21} = B_{21}N_2\rho(\nu, T), \quad (1.63)$$

где B_{21} – коэффициент Эйнштейна для вынужденного излучения.

Условие равновесия при этом будет иметь вид

$$\dot{N}_{12} = \dot{N}_{21} + \dot{N}'_{21} \quad (1.64)$$

или

$$B_{12}N_1\rho(\nu, T) = A_{21}N_2 + B_{21}N_2\rho(\nu, T). \quad (1.65)$$

Отсюда следует, что плотность излучения

$$\rho(\nu, T) = \frac{A_{21}N_2}{B_{12}N_1 - B_{21}N_2} = \frac{A_{21}/B_{21}}{\frac{N_1}{N_2} - 1} = \frac{A_{21}/B_{21}}{\exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) - 1} = \frac{A_{21}/B_{21}}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (1.66)$$

Здесь мы воспользовались тем, что при стремлении $T \rightarrow \infty$ населенности уровней сравниваются, а плотность излучения стремится к бесконечности, следовательно, $B_{12} = B_{21}$.

Из сравнения формулы (1.66) с формулой Планка можно получить, что отношение коэффициентов Эйнштейна

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}. \quad (1.67)$$

Таким образом, при прохождении излучения через среду существуют два конкурирующих процесса: поглощение и индуцированное излучение (в случае достаточно большой интенсивности света спонтанным излучением можно пренебречь). Если в среде преобладают акты индуцированного излучения, то она является усиливающей, если же основным процессом является поглощение фотонов, то среда будет ослабляющей.

Ослабление интенсивности света при прохождении через поглощающую среду происходит в соответствии с законом Бугера:

$$I = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (1.68)$$

где α – коэффициент поглощения, x – толщина поглощающего слоя, I_0 – интенсивность света, входящего в среду, I – интенсивность света, прошедшего слой толщиной x . Показано, что в активной среде, т.е. в среде, усиливающей проходящее излучение, коэффициент поглощения α становится отрицательным. Поэтому активную среду иногда называют средой с отрицательным коэффициентом поглощения.

Число актов вынужденного излучения пропорционально населенности N_2 возбужденного уровня (1.63). Число поглощенных фотонов, в свою очередь, пропорционально населенности N_1 основного уровня (1.59). Учитывая, что коэффициенты Эйнштейна в этих формулах одинаковы, коэффициент поглощения будет пропорционален разности населенностей:

$$\alpha = k(N_1 - N_2), \quad (1.69)$$

где $k > 0$ – коэффициент пропорциональности.

В случае термодинамического равновесия населенность возбужденного уровня меньше населенности основного уровня ($N_1 > N_2$). Поэтому $\alpha > 0$ и процесс поглощения падающего излучения будет преобладать над процессом индуцированного излучения. Чтобы создать усиливающую среду, необходимо получить неравновесное состояние системы, когда населенность возбужденного уровня была бы больше населенности основного ($N_2 > N_1$). Такие состояния называются инверсными (обращенными) или состояниями с инверсией населенностей. Процесс перевода среды в состояние с инверсией населенностей называется накачкой.

Практическое создание лазеров стало возможным после того, как были найдены способы создания инверсии населенностей в различных средах. Наиболее часто в лазерах используется трехуровневая схема, пред-

ложенная Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым в 1955 году. Главной особенностью этой схемы является наличие трех уровней – основного, короткоживущего и долгоживущего (метастабильного), между которыми происходит три вида переходов – накачка (возбуждение), безызлучательная релаксация и излучательный (лазерный) переход. Метастабильным является уровень, спонтанные переходы с которого ограничены правилами отбора. Этот уровень предназначен для накопления электронов и создания инверсии населенностей. В системе могут использоваться и дополнительные уровни, однако общие принципы сохраняются.

Существует много способов реализации трехуровневой схемы. Рассмотрим в упрощенном виде два из них.

1. Рубиновый лазер

В рубиновом лазере активной средой является кристалл рубина – оксида алюминия, в котором часть ионов алюминия заменена ионами хрома. Трехуровневая схема (рис. 1.18) реализуется на энергетических уровнях иона хрома. Для накачки А используется оптическое излучение мощной газоразрядной лампы, лежащее в диапазоне зеленого света. При этом ионы хрома переходят с основного уровня 1 на широкую полосу короткоживущих уровней 3. Безызлучательные переходы В на метастабильный уровень 2 происходят с передачей энергии кристаллической решетке. Инверсия населенностей с лазерным переходом С создается между уровнями 2 и 1.

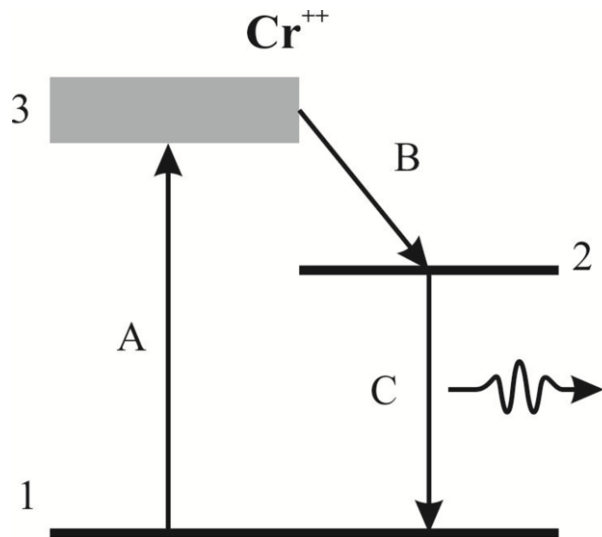


Рис. 1.18

2. Гелий-неоновый лазер

В гелий-неоновом лазере активной средой является плазма газового разряда в смеси гелия и неона. Неон играет роль активного компонента, испускающего лазерное излучение, а гелий – роль активатора. На рис. 1.19 представлена упрощенная схема энергетических уровней и переходов между ними газового *He-Ne*-лазера. Сначала электроны, образующиеся в газовом разряде, путем столкновения переводят значительную часть ато-

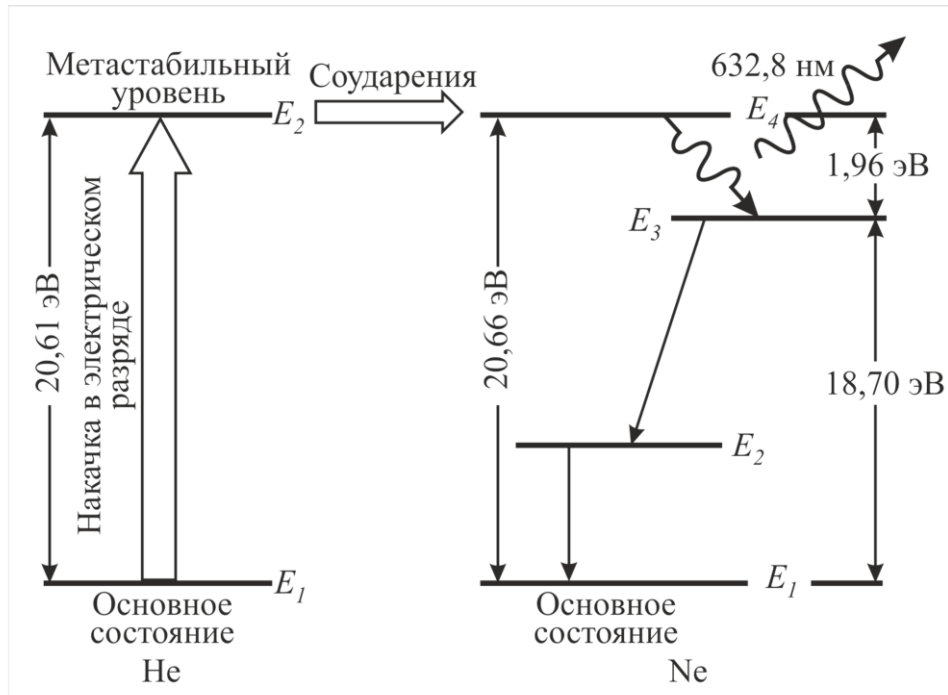


Рис. 1.19

мов гелия в верхнее метастабильное состояние E_2 . Возбужденные атомы гелия неупруго сталкиваются с атомами неона, находящимися в основном состоянии, и передают им свою энергию. Так как уровень E_4 неона расположен на 0,05 эВ выше метастабильного уровня E_2 гелия, то недостаток энергии компенсируется за счет кинетической энергии соударяющихся атомов. Такая передача энергии называется резонансным возбуждением. После столкновения атомы гелия переходят в основное состояние. Таким образом, гелий в He-Ne-лазере служит источником возбуждений, передаваемых от гелия к неону. Если правильно подобрать парциальное давление гелия (~ 1 мм рт. ст.) и неона ($\sim 0,1$ мм рт. ст.) в смеси, то можно получить инверсию населенностей между уровнями E_4 и E_3 , что позволит осуществить индуцированный переход $E_4 \rightarrow E_3$, дающий лазерное излучение с длиной волны 632,8 нм.

Уровень E_2 неона является долгоживущим, и населяющие его атомы успевают добраться до стенок трубки. Поэтому соударение атомов Ne со стенками разгружает уровень E_2 , что способствует переходу атомов неона с E_3 на E_2 . Следовательно, в этом случае уровень E_3 опустошается быстрее, чем при заселенном уровне E_2 . Для того чтобы соударения атомов неона со стенками эффективно опустошали уровень E_3 , необходимо подобрать оптимальный диаметр трубки лазера ($\sim 6-7$ мм).

После того, как в активной среде создана инверсия населенностей, вынужденное излучение может быть индуцировано фотоном спонтанного излучения, который приводит к появлению лавины вторичных фотонов.

Таким образом, активная среда усиливает спонтанное излучение. Однако фотоны, рождающиеся спонтанно, создают лавины, распространяющиеся в разных направлениях.

Чтобы решить проблему направленности излучения и осуществить режим генерации, используют устройство, называемое оптическим резонатором. В качестве резонатора служит пара параллельных или вогнутых зеркал, которые обращены друг к другу, причем одно из зеркал полностью отражает излучение, а второе является частично прозрачным. Между зеркалами помещается активная среда. Фотоны, движущиеся параллельно оси резонатора, отражаются от поверхности зеркал и вновь проходят активную среду, вызывая стимулированное испускание вторичных фотонов. Поэтому поток фотонов, параллельных оси резонатора, будет лавинообразно нарастать. Некоторая доля таких фотонов проходит через частично прозрачное зеркало, формируя лазерный пучок. Спонтанно испущенные фотоны, которые летят не параллельно оси резонатора, выходят из активной среды через боковую поверхность, не давая вклада в лазерный пучок.

Волновые свойства света накладывают дополнительные условия на оптический резонатор. Волны, выходящие из лазера через полупрозрачное зеркало при каждом отражении, будут иметь разность хода, равную удвоенной длине оптического резонатора. Таким образом, для увеличения амплитуды выходящей волны в результате интерференции на длине $2L$ должно укладываться целое число n длин волн (обычно $n = 10^5 \div 10^6$):

$$2L = n\lambda \text{ или } L = \frac{n\lambda}{2}, (n=1, 2, \dots). \quad (1.70)$$

Режим генерации будет иметь место, если усиление на длине $2L$ компенсирует потери фотонов при отражении от зеркал. Пусть R_1 и R_2 – коэффициенты отражения от зеркал резонатора. После прохождения активной зоны длиной L и отражения от первого зеркала начальное излучение интенсивностью I_0 будет иметь интенсивность $I_1 = I_0 e^{aL} R_1$ [использована формула (1.68) для усиливающей среды]. Аналогично после следующего прохождения активной зоны и отражения от второго зеркала получим $I_2 = I_1 e^{aL} R_2 = I_0 e^{2aL} R_1 R_2$. Поэтому количественно усиление K' можно оценить следующим образом:

$$K' = \frac{I}{I_0} = e^{2aL} R_1 R_2. \quad (1.71)$$

Тогда условие, при котором потери компенсируются усилением среды ($I = I_0$, $K' = 1$), будет

$$R_1 R_2 e^{2\alpha L} = 1. \quad (1.72)$$

Из (1.72) получается формула

$$\alpha = -\frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2), \quad (1.73)$$

которую используют для определения минимальной мощности накачки.

Итак, каждый лазер обязательно должен иметь три основных компонента:

- 1) активную среду;
- 2) систему накачки;
- 3) оптический резонатор.

Лазерное излучение отличается рядом замечательных особенностей. Для него характерны:

- 1) строгая монохроматичность ($\Delta\lambda < 10^{-11}$ м);
- 2) высокая временная и пространственная когерентность. Время когерентности составляет 10^{-3} с. Это соответствует длине когерентности около 10^5 м, что в 10^7 раз выше, чем для обычных источников света;
- 3) высокая интенсивность пучка. Может быть достигнута интенсивность 10^{10} Вт/м²;
- 4) острая направленность (малое расхождение пучка лучей по углам). Нижний предел угла расхождения лучей лазера $\Delta\theta_{\text{мин}}$ определяется явлением дифракции света. Этот угол не может быть меньше угла дифракции на круглом экране диаметром D :

$$\Delta\theta_{\text{мин}} \geq \frac{\lambda}{D}, \quad (1.74)$$

где D – диаметр зеркала резонатора лазера. Для газовых лазеров типичное значение $\Delta\theta_{\text{мин}} = 10^{-5} \div 10^{-6}$ рад.

2. Лабораторный практикум

2.1. Лабораторная работа 4-2

Определение критических потенциалов атома методом Франка – Герца

Цель работы: измерить методом задерживающего поля потенциал возбуждения резонансного уровня исследуемого газа.

Приборы и принадлежности: лампа с исследуемым газом, источник питания, осциллограф.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В данной работе производится измерение резонансного потенциала (первого потенциала возбуждения) методом Франка – Герца (см. п. 1.4) с использованием газонаполненного тетрода – четырехэлектродной лампы, содержащей нить накала, эмитирующую электроны – катод (К) и воспринимающую пластинку – анод (А), между которыми располагаются две сетки C_1 и C_2 (см. рис. 2.1).

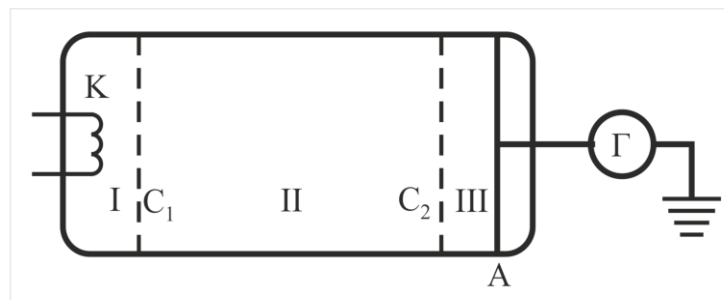


Рис. 2.1

При данной схеме опыта электрон, набрав энергию, равную потенциалу возбуждения, не сразу сталкивается с атомами газа, а только на расстоянии свободного пробега. В этот момент его энергия равна

$$E = E_1 + e\lambda \frac{U}{d}, \quad (2.1)$$

где U – ускоряющее напряжение, а d – расстояние между катодом и сеткой. Если сделать давление газа достаточно низким $\lambda \leq d$, то электрон к моменту столкновения будет обладать энергией, которая может сравняться с более высокими потенциалами возбуждения. Так как эти потенциалы расположены по энергии довольно близко друг к другу, то соответствующие им пики на кривой сливаются с первым резонансным потенциалом и для их разрешения необходимо изменение конструкции установки.

В этом случае ускоряющая разность потенциалов прикладывается между катодом К и сеткой C_1 , а между сетками C_1 и C_2 электроны движутся в эквипотенциальной области II. Электроны, потерявшие энергию в результате неупругих соударений в области II, не смогут преодолеть область

тормозящего поля III. При этом на вольт-амперной характеристике наблюдаются падения анодного тока, соответствующие сначала первому потенциалу возбуждения, а затем и более высоким. Глубина наблюдаемых при этом провалов тока $\Delta I/I$ будет пропорциональна среднему числу соударений, испытываемых электронами в области II:

$$\frac{\Delta I}{I} = 1 - \exp(-n\sigma l) \approx n\sigma l, \quad (2.2)$$

где n – концентрация атомов, σ – сечение возбуждения, l – расстояние между сетками C_1 и C_2 .

Также с помощью этой установки можно определить еще один вид критических потенциалов атома – **потенциал ионизации**. Ионизация соответствует переходу атома в наивысшее энергетическое состояние. В этом состоянии атом больше не может удерживать внешний электрон. Электрон становится свободным, а атом – положительно заряженным ионом. Для ртути потенциал ионизации равен 10,4 эВ. Кроме первого ионизационного потенциала, т.е. энергии освобождения электрона из нейтрального атома, существуют второй, третий и т.д. Потенциал ионизации можно определить, измеряя ток положительных ионов, возникающих в результате ионизации атомов электронным ударом. Для проведения этих измерений нужно увеличить напряжение между сеткой C_2 и анодом А таким образом, чтобы потенциал анода стал ниже потенциала катода. Поле в области III будет полностью задерживать все электроны и ускорять положительные ионы. В этом случае появление тока в цепи будет зарегистрировано только при значениях ускоряющего потенциала, превышающих потенциал ионизации.

Экспериментальная установка (рис. 2.2) состоит из электронного блока управления ELWE U8482530 (1), электронно-лучевого осциллографа ОСУ-10В (2) и блока электронной лампы ELWE U8482230 (3). Тетрод, используемый в данном эксперименте, имеет плоскопараллельную конфигурацию с расстоянием между сетками C_1 и C_2 , равным 5 мм, и расстояниями катод-сетка и сетка-анод, равными 2 мм. Тетрод заполнен неоном при давлении несколько сотен паскаль, что обеспечивает оптимальный вид вольт-амперной характеристики.

Подсоединение блока электронной лампы ELWE U8482230 (3) к электронному блоку управления ELWE U8482530 (1) производится в соответствии с цветовой маркировкой клеммных контактов на обоих блоках. Выход усилителя электронного блока управления ELWE U8482530 (1) подсоединяется к входу «Y» электронно-лучевого осциллографа ОСУ-10В (2).

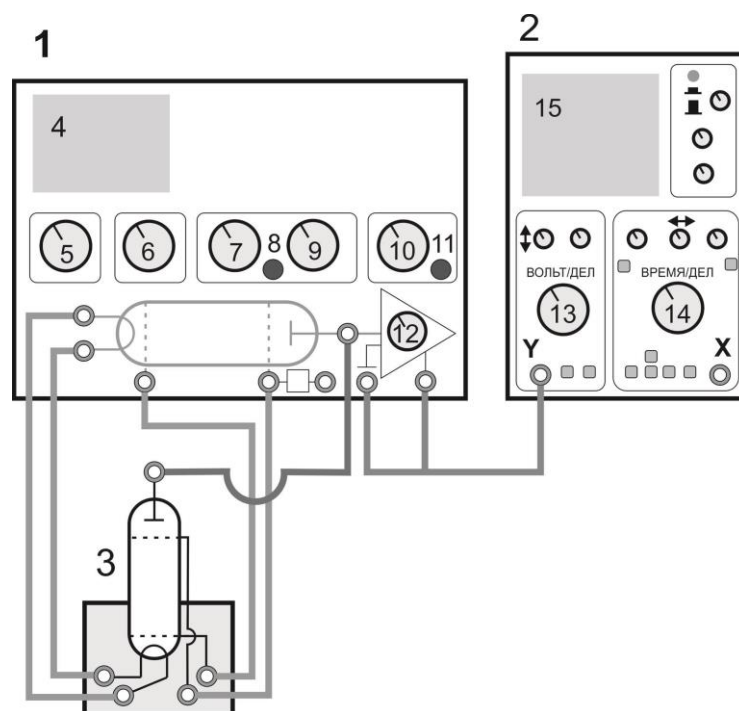


Рис. 2.2

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Подготовка установки (рис. 2.2) к работе.

1.1. Поверните ручку установки накала катода 5 против часовой стрелки до упора. Включите электронный блок управления 1, выключатель расположен на задней стороне блока. На дисплее 4 отобразятся текущие настройки: режим и напряжение.

1.2. Плавно поверните ручку установки накала катода 5 и установите напряжение накала U_F в пределах от 10,5 до 11,5 В. Время установления температуры катода электронной лампы составляет порядка 90 с.

1.3. Установите электронный блок управления в автоматический режим, при этом на дисплее 4 отображается «Modus: ramp». Для переключения режимов используйте кнопку 8 (Man/Ramp). Ручкой 7 установите минимальное ускоряющее напряжение U_{Amin} равным 0 В, ручкой 9 установите максимальное ускоряющее напряжение U_{Amax} равным 80 В.

1.4. Включите осциллограф 2. Ручкой 13 установите масштаб по оси Y равным 1 В/дел, ручкой 14 установите масштаб по оси X равным 5 мс/дел. Получите на экране 15 четкую осциллограмму вольт-амперной характеристики.

1.5. Установите ручку 10 (обратное смещение U_E) в крайнее правое положение, а ручку 12 (усиление анодного тока) – в среднее.

1.6. Регулируя напряжение сетки U_G ручкой 6, добейтесь наибольшей глубины провалов на осциллограмме вольт-амперной характеристики.

1.7. Регулируя обратное смещение U_E ручкой 10, добейтесь того, чтобы наиболее глубокий провал на осциллограмме вольт-амперной характеристики был немного выше начальной точки. Полярность U_E , переключаемая кнопкой 11, должна быть положительной.

1.8. Ручкой 12 увеличьте усиление анодного тока до максимальной величины, при которой еще не наблюдается ограничение тока (плоские участки на вольт-амперной характеристике).

1.9. Запишите полученные значения напряжения сетки U_G , тормозящего напряжения U_E и напряжения накала U_F .

2. Снятие вольт-амперной характеристики.

2.1. Кнопкой 8 переведите электронный блок управления в ручной режим, при этом на дисплее 4 отображается «Modus: man», а также величины анодного тока I_E и ускоряющего напряжения U_A .

2.2. Изменяя значения ускоряющего напряжения U_A ручкой 9 в пределах от 10 до 80 В, снимите зависимость анодного тока от ускоряющего напряжения с шагом 2 В. При этом максимумы и минимумы тока фиксировать с точностью $\pm 0,5$ В.

2.3. Ручкой установки накала катода 5 установите напряжение накала U_F , равное нулю. Выключите блок питания и осциллограф.

3. Обработка результатов измерений.

3.1. Построить график зависимости анодного тока от ускоряющего напряжения $I_E = f(U_A)$ и определить по нему значения напряжения, соответствующие максимумам и минимумам анодного тока.

3.2. Определить величину резонансного потенциала U_1 как разность значений напряжений, соответствующих соседним максимумам или соседним минимумам анодного тока.

3.3. Рассчитать действительное значение и погрешность резонансного потенциала.

3.4. Рассчитать длину волны излучения при переходе электрона с резонансного уровня на основной уровень по формуле

$$\lambda = \frac{hc}{eU_1}.$$

ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. В чём состоит противоречие модели атома Бора классической электродинамике?

2. В чём заключается идея опыта, предложенная Франком и Герцем?

3. Какие виды соударений возможны между атомом и налетающим на него с некоторой скоростью электроном? Является ли опыт Франка и Герца доказательством возможности неупругих соударений?

4. Объясните полученную вольт-амперную характеристику. Почему наблюдается четкий ряд пиков и спадов тока на вольт-амперной характеристике лампы?

5. Объясните, почему переход от максимумов к минимумам на полученной зависимости плавный?

6. Какие существуют критические потенциалы атомов?

7. В чем состоят различия между потенциалом возбуждения и потенциалом ионизации атома?

2.2. Лабораторная работа 4-5

Изучение характеристик излучения газового лазера

Цель работы: изучение свойств вынужденного (индуцированного) излучения, определение характеристик газового *He-Ne*-лазера.

Приборы и принадлежности: *He-Ne*-лазер с блоком питания, устройство для измерения диаметра лазерного пучка, дифракционная решетка, измерительная линейка, экран.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В работе исследуются характеристики газового *He-Ne*-лазера: расходимость и длина волны лазерного излучения. Схема конструкции *He-Ne*-лазера представлена на рис. 2.3.

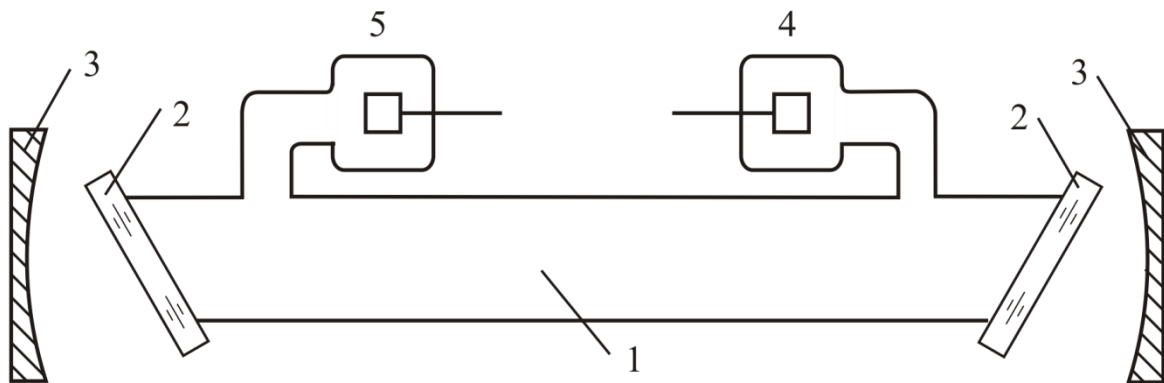


Рис. 2.3

Газоразрядная кювета 1 заполнена смесью *Ne-He* в соотношении 1:7 до давления около 200 Па. Торцы кюветы закрыты плоскими окнами 2, расположенными под углом Брюстера, что обеспечивает высокую степень линейной поляризации. Накачка рабочей смеси осуществляется с помощью тлеющего разряда, который поддерживается подачей высокого напряжения (~ 3 кВ) между анодом 4 и катодом 5. Резонатор лазера образован двумя сферическими зеркалами 3.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.4.

В состав установки входят лазерный излучатель 2, блок питания 1, поляризатор на угломере 3, съемное устройство для измерения диаметра лазерного пучка (на рис. 2.4 отмечено пунктиром) и блок для изменения длины волны излучения, состоящий из дифракционной решетки 10 и экрана 11.

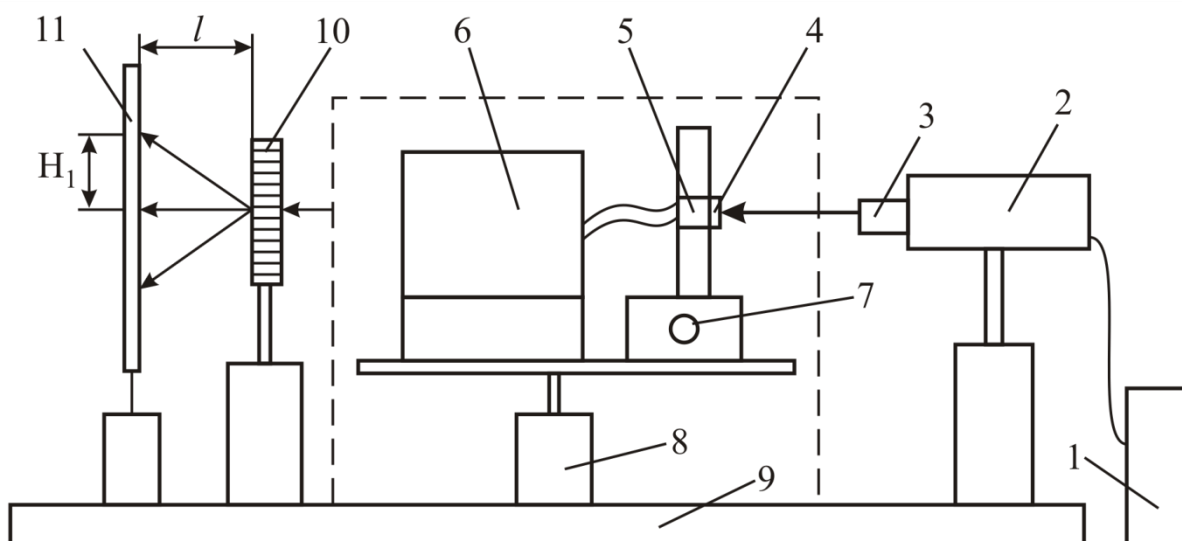


Рис. 2.4

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Установите переключатель тока разряда на блоке питания 1 лазера 2 в положение «2». Включите блок питания.

2. Измерение расходимости лазерного излучения.

Расходимость лазерного излучения определяется по формуле

$$\Delta\theta = \frac{d_B - d_A}{L_{AB}}, \quad (2.3)$$

где d_A – диаметр лазерного пучка в точке A , d_B – диаметр лазерного пучка в точке B , L_{AB} – расстояние между точками A и B (рис. 2.5).

Отметим, что расстояние от лазерного излучателя до точки A должно быть не менее 35 см.

Измерение диаметра пучка выполняется с помощью устройства, которое включает (рис. 2.4) узкую щель 4, расположенную вертикально перед фотодиодом 5, микровинт 7 для перемещения щели с фотодиодом в

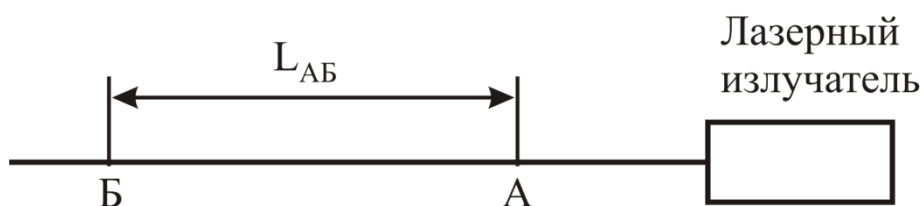


Рис. 2.5

горизонтальном направлении (цена деления отсчетного устройства микровинта 0,01 мм), микроамперметр 6, соединенный с фотодиодом и измеряющий ток, пропорциональный интенсивности падающего излучения. Все элементы измерителя размещены на одном регулируемом основании 8, которое крепится к оптической скамье 9 и может быть установлено на различных расстояниях от источника лазерного излучения 2.

Измерение диаметра лазерного пучка осуществляется следующим образом. Выставьте щель примерно на край лазерного пучка. Перемещая щель с помощью микровинта, найдите положение щели, соответствующее появлению тока. Запишите в таблицу по отсчетному устройству микровинта значение $d_{АН}$, соответствующее этому положению. Затем передвигайте щель поперек пучка. Сначала ток будет возрастать, затем, достигнув максимума, уменьшаться. Когда будет достигнуто положение щели, при котором ток отсутствует, вновь запишите в таблицу значение $d_{АК}$. Диаметр пучка определяется как разность показаний $d_{АК}$ и $d_{АН}$:

$$d_A = d_{AK} - d_{АН}.$$

Повторите в этой точке измерения еще 2 раза и определите среднее значение диаметра лазерного пучка в точке $A < d_A >$.

Далее отодвиньте измеритель от первой точки на 30-40 см и вновь произведите измерение диаметра пучка так же, как это было описано выше, и определите средний диаметр пучка $< d_B >$ во второй точке.

Все данные запишите в таблицу. По полученным данным и формуле (2.3) определите расходимость $\Delta\theta$ лазерного излучения.

3. Определение длины волны лазерного излучения.

Перед выполнением задания удалите с оптической скамьи устройство для измерения расходимости лазерного излучения. Схема установки для измерения длины волны представлена на рис. 2.4. Лазерный луч падает на дифракционную решетку 10. На экране 11 при этом наблюдается дифракционная картина. Измерьте расстояние l от дифракционной решетки до экрана. Измерьте расстояние H между нулевым максимумом и максимумами более высоких порядков (H_1, H_2, H_3 и т.д.). Длину волны рассчитайте по формуле

$$\lambda = \frac{Hb}{lk},$$

где b – период дифракционной решетки ($b=10$ мкм); k – номер порядка.

4. Оцените погрешности измерений.

ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. На каком явлении основано действие лазера?
2. В чем принципиальное отличие спонтанных и вынужденных переходов?
3. Какие процессы происходят при прохождении оптического излучения через среду? При каких условиях среда будет усиливающей?
4. Что такое инверсия населенностей?
5. Каким образом создается инверсия населенностей в гелий-неоновом лазере?
6. Каковы функции оптического резонатора? Какие ограничения на него накладывает волновая природа света?
7. Какие условия необходимы для осуществления режима генерации?
8. Из каких компонентов состоит лазер? Каково назначение этих компонентов?
9. Дайте характеристику основных свойств лазерного излучения.

2.3. Лабораторная работа 4-6

Изучение спектров излучения газов

Цель работы: ознакомиться со спектрами излучения паров веществ и газов; провести эмиссионный спектральный анализ газов.

Приборы и принадлежности: монохроматор УМ-2, ртутная лампа с блоком питания, набор спектральных трубок, блок питания разрядных трубок, приложение со спектрами различных газов

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В работе для исследования спектров излучения применяется призмный монохроматор УМ-2, принципиальная схема которого представлена на рис. 2.6.

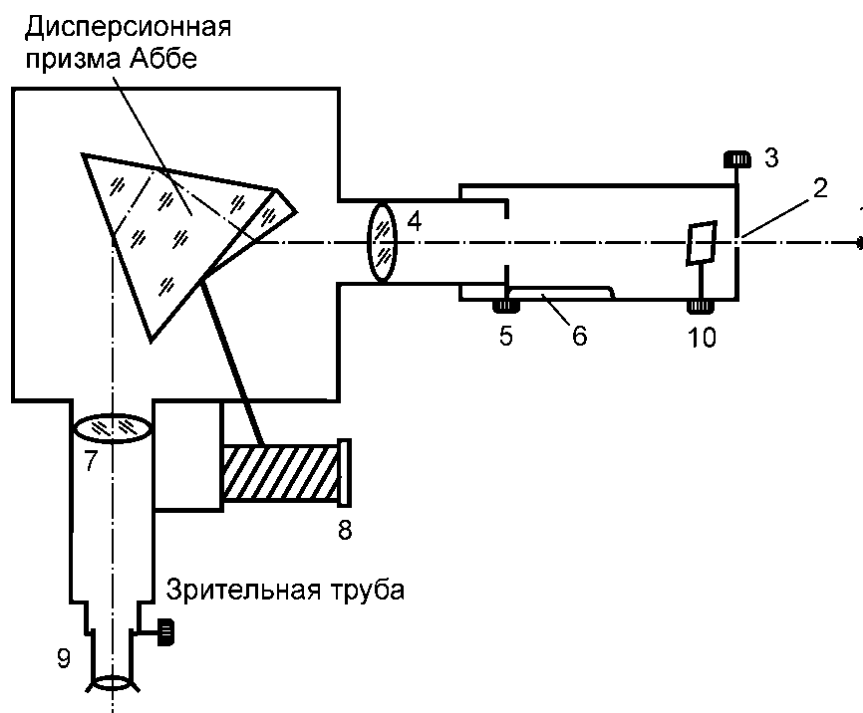


Рис. 2.6

Основными частями монохроматора являются: коллиматор, призма, разлагающая падающий на нее свет сложного состава на монохроматические компоненты, и зрительная труба. Свет от источника 1 падает на входную щель коллиматора 2, ширина которой может регулироваться винтом 3 в пределах 0÷4 мм. Флажок 10 во время работы должен находиться в положении «Открыто». Чтобы падающий на призму пучок лучей был параллельным, перед призмой помещена линза 4, в фокусе которой расположена входная щель. Линза 7 дает изображение входной щели. Если в состав падающего света входят N различных длин волн, то в поле зрения зрительной

трубы появится N изображений входной щели (спектральных линий) различной интенсивности и цвета. Положение спектральных линий изменяется при вращении призмы с помощью специального барабана 8, имеющего шкалу с градусными делениями от 0 до 3500^0 с ценой деления 2^0 . При вращении барабана по спиральной канавке скользит указательный индекс.

В фокусе линзы 7 имеется указатель, относительно которого должна устанавливаться исследуемая линия спектра. Фокусировка (наведение на резкость) указателя производится простым вдвиганием или выдвиганием окуляра 9. Каждому делению шкалы барабана соответствуют свой угол поворота призмы и своя длина волны света, установленная перед указателем.

Установка объектива коллиматора в правильное положение относительно входной щели 2 производится винтом 5. Это положение фиксируется по миллиметровой шкале 6.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Задание 1. Градуировка монохроматора

Для эксплуатации призмных приборов требуется провести их предварительную градуировку по спектру излучения эталонного источника и построить градуировочную кривую.

В данной работе в качестве эталонного источника используется ртутная лампа ДРШ, дающая в видимой части спектра интенсивные линии. Спектрограмма линий ртути приведена на рис. 2.7. Наиболее яркие линии ртути изображены широкими.

Питание ртутной лампы осуществляется от специального блока питания. Надо иметь в виду, что ртутная лампа излучает мощный поток ультрафиолетовых лучей, вредных для глаз, поэтому наблюдать свечение лампы без стеклянного фильтра нельзя.

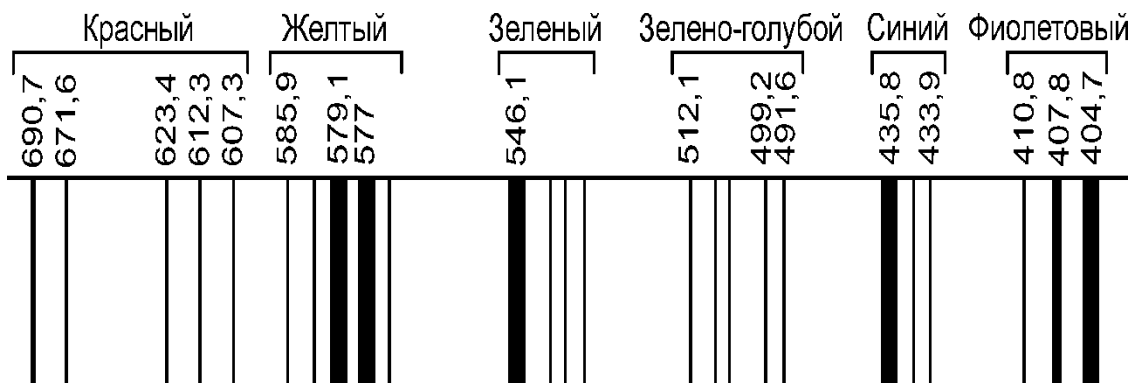


Рис 2.7

1. Установите на рельсе монохроматора ртутную лампу. Включите тумблеры «СЕТЬ» и «ДРШ» на лицевой панели блока и нажмите кнопку поджига.

2. Установите входную щель монохроматора шириной примерно 0,3 мм и проверьте правильность установки объектива коллиматора и окуляра зрительной трубы. Для этого барабан монохроматора устанавливается приблизительно на деления 2300-2500⁰ и ртутная лампа слегка перемещается до тех пор, пока щель монохроматора не будет хорошо освещена и в поле зрения не появятся яркие линии. Если в поле зрения одинаково резко видны указатель и спектральные линии, то установка монохроматора правильная. В противном случае следует отрегулировать сначала положение окуляра, добиваясь резкого изображения указателя, затем винтом 5 произвести фокусировку щели коллиматора.

3. Пользуясь рис. 2.7, произведите измерения. Для этого, вращая измерительный барабан и наблюдая спектр в окуляр зрительной трубы, подводят требуемую спектральную линию к острию указателя, устанавливая его на середину линии. По индексу барабана снимают соответствующий отсчет N , переходят ко второй линии, затем к третьей и т.д. Отсчеты по барабану монохроматора, цвет спектральных линий и их примерную интенсивность, оцененную визуально (яркая, средняя, слабая, очень слабая), занесите в таблице.

Цвет линии	Интенсивность	λ , нм	Деление барабана		
			N_1	N_2	N_{cp}

Измерения производят не менее двух раз. При градуировке прибора и в ходе дальнейших измерений необходимо вращать барабан все время в одном и том же направлении, например по часовой стрелке, т.е. подходить к исследуемой линии с одной и той же стороны. Это дает возможность избежать искажающего влияния мертвого хода микрометрического винта на производимые расчеты.

4. Постройте градуировочную кривую $N(\lambda)$, откладывая по оси абсцисс средние значения для каждой группы отсчетов, по оси ординат – соответствующие им значения длин волн. Масштабы шкалы должны быть удобны в работе и согласованы с точностью отсчета по барабану.

Задание 2. Качественный эмиссионный анализ газов

При выполнении работы необходимо установить, какой газ является источником излучения в исследуемой разрядной трубке.

1. Установите в держатель разрядную трубку с неизвестным газом. Включите блок питания разрядной трубки и возбудите спектр.
2. В случае необходимости произведите фокусировку прибора (см. задание 1).
3. Запишите цвета 6 – 8 наблюдаемых линий и соответствующие им деления барабана.
4. По средним значениям отсчетов из градуировочного графика монохроматора определите длины волн излучения.
5. Оцените точность определения длин волн.
6. Сравните полученный набор длин волн со значениями длин волн спектров излучения различных газов, приведенными в приложении на установке. В результате сравнения установите, какой газ находится в разрядной трубке.

ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. В чем заключается принцип Паули?
2. Что определяет каждое из четырех квантовых чисел n , l , m_l и m_s ? Какие численные значения могут принимать эти числа?
3. Что называется энергетическим уровнем? Как распределяются электроны по разрешенным энергетическим уровням?
4. Докажите, что в K -оболочке может быть только 2 электрона, в L -оболочке – 8 электронов.
5. Каковы возможные значения l и m_l для главного квантового числа: а) $n=3$; б) $n=4$?
6. Электрон в атоме находится в f -состоянии. Определите орбитальный момент импульса электрона и максимальное значение его проекции на направление внешнего магнитного поля.
7. Что такое спектральная линия? От чего зависит интенсивность спектральной линии?
8. На чем основана возможность качественного спектрального анализа веществ?
9. От чего зависит ширина спектральной линии?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Физическая энциклопедия / под ред. А. М. Прохорова. Т. 1 – 5. М.: Сов. энциклопедия; Большая российская энциклопедия, 1988 – 1998.
2. Физический энциклопедический словарь / гл. ред. А. М. Прохоров; ред. кол. Д. М. Алексеев, А. М. Бонч-Бруевич, А. С. Боровик-Романов и др. – М.: Сов. энциклопедия, 1984. – 944 с., ил., 2 л. цв. ил.
3. Детлаф А. А. Курс физики: учеб. пособие для студентов высших технических учебных заведений / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – 9-е изд., стер. – М.: Академия, 2014. – 720 с.
4. Трофимова Т. И. Курс физики: учеб. пособие для инженерно-технических специальностей вузов / Т. И. Трофимова. – 20-е изд., стер. – М.: Академия, 2014. – 560 с.
5. Савельев И. В. Курс физики: учебник. Том 3: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Лань, 2008. – 406 с.
6. Иродов И. Е. Квантовая физика. Основные законы: учебник. – М.: Бинوم. Лаборатория знаний, 2010. – 256 с.
7. Сивухин Д. В. Общий курс физики: учебник. Том 5: Атомная и ядерная физика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 784 с.
8. Калашников Н. П., Смондырев М. А. Основы физики. Т. 2: учеб. пособие. – М.: Дрофа, 2001. – 531 с.

Оглавление

1. Основы атомной физики.....	3
1.1. Основы оптической спектроскопии.....	3
1.2. Опыт Резерфорда.....	5
1.3. Теория Бора.....	9
1.4. Опыт Франка – Герца.....	12
1.5. Водородоподобные системы в квантовой механике.....	14
1.6. Многоэлектронные атомы и их спектры.....	18
1.7. Молекулы и их спектры.....	23
1.8. Рентгеновские спектры.....	26
1.9. Основы физики лазеров.....	28
2. Лабораторный практикум.....	35
2.1. Лабораторная работа 4-2.....	35
2.2. Лабораторная работа 4-5.....	39
2.3. Лабораторная работа 4-6.....	43
Библиографический список.....	47