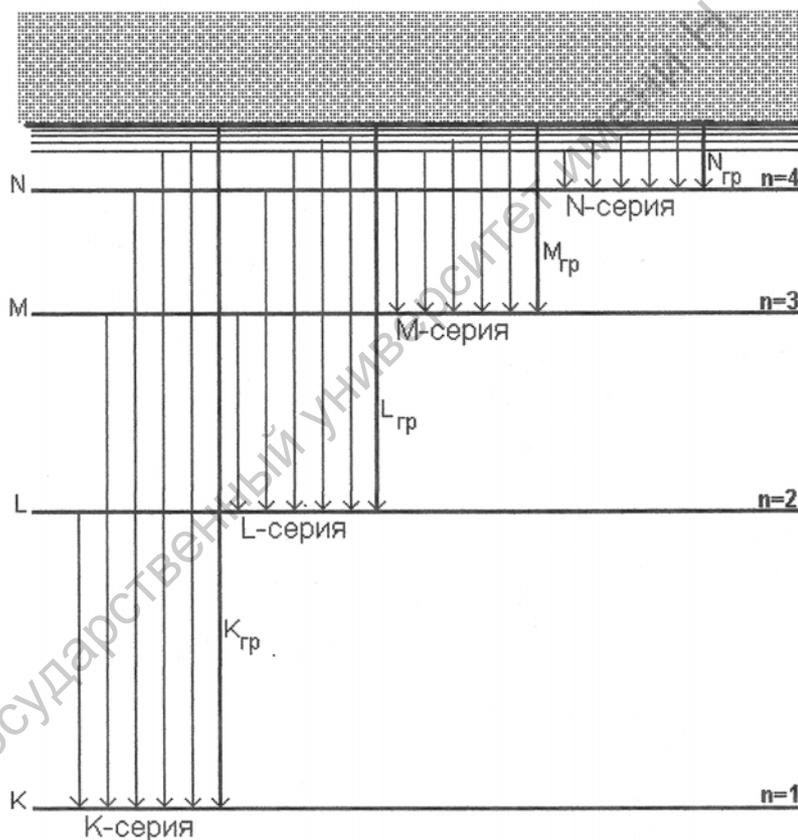


ПРАКТИКУМ ПО АТОМНОЙ ФИЗИКЕ



ЧАСТЬ 2

Саратовский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского

ПРАКТИКУМ ПО АТОМНОЙ ФИЗИКЕ

Часть вторая

Издание третье

Учебное пособие для студентов физического факультета

Под редакцией Ю.П.Синичкина, В.И.Цоя

Саратов, 2013

УДК 539.18
ББК 22.3
П68

Составители: Ю.П.Синичкин, В.И.Цой

Практикум по атомной физике: Учебн. пособие для
студентов физического факультета / Сост.: Ю.П.Синичкин,
П68 В.И.Цой. – Саратов, 2013. – Ч.2. – 160 с.: ил.

Рекомендуют к печати:

Кафедра оптики и биофотоники Саратовского государственного университета

Доктор физико-математических наук, профессор *Д.А.Зимняков*
(Саратовский государственный технический университет)

УДК 539.18
ББК 22.3

©Составители: Ю.П.Синичкин,
В.И.Цой, 2013

ПРЕДИСЛОВИЕ

Вторая часть третьего издания «Практикума по атомной физике» содержит описания семи лабораторных работ. Они посвящены изучению строения атомов, молекул и кристаллов по структуре их спектров, а также работы квантовых генераторов и свойств лазерного излучения. В издание включены работы, существенно модернизированные в экспериментальной части.

Как и в первой части «Практикума по атомной физике», каждая работа включает теоретическую часть, описание и характеристики используемой аппаратуры, практические задания и порядок их выполнения, а также контрольные вопросы, по которым студенты могут судить о степени своей готовности к выполнению заданий.

В.И. Цой

Ю.П. Синичкин

ВВЕДЕНИЕ

К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ № 8 И № 9

Фундаментальные исследования в области квантовой электроники в СССР (группа Н.Г. Басова - А.М. Прохорова) и в США (группа Ч. Таунса - А. Шавлова) привели в начале 60-х годов предыдущего столетия к созданию новых источников излучения - оптических квантовых генераторов (ОКГ), т.е. лазеров ультрафиолетового, видимого и инфракрасного диапазонов длин волн. Принцип действия этих приборов основан на теоретически предсказанном А. Эйнштейном в 1917 г. явлении вынужденного излучения, возможность использования которого для усиления электромагнитных волн была отмечена нашим отечественным физиком В.А. Фабрикантом.

Способность лазеров создавать в высшей степени монохроматическое когерентное поляризованное направленное излучение открыла новые возможности перед наукой и техникой. В настоящее время лазеры широко используются в качестве основных элементов целого класса исследовательских приборов в голографии, локации, связи, вычислительной технике, автоматике, обработке информации, медицине, биологии и т.д. Высокая спектральная плотность мощности излучения лазеров позволяет создавать эффективные лазерные технологические установки.

Целью работ № 8 и № 9 является ознакомление с принципом работы ОКГ, изучение конструкции, механизмов накачки и генерации излучения газоразрядного гелий-неонового лазера, экспериментальное определение его основных параметров: коэффициента усиления, длины волны генерируемого излучения, поляризации и расходимости луча.

Спонтанное и вынужденное излучение. Усиление света.

Оптические квантовые усилители

Как известно, в квантовых системах, обладающих дискретными уровнями энергии, существуют два типа переходов между энергетическими состояниями: и з л у ч а т е л ь н ы е, сопровождающиеся испусканием или поглощением энергии электромагнитного поля, и б е з и з л у ч а т е л ь н ы е, которые происходят без изменения энергии внешнего электромагнитного поля.

Рассмотрим ансамбль атомов, находящихся в среде в различных энергетических состояниях. Пусть в единичном (1 см^3) объеме среды находятся N_0 атомов, из них N_1 атомов находятся в состоянии с энергией E_1 , а N_2 атомов - в состоянии с энергией E_2 , (N_1, N_2 носят название *населенностей энергетических состояний E_1 и E_2*). Считая уровни энергии в атомах E_1 и E_2 невырожденными, рассмотрим возможные излучательные переходы между ними.

Под действием внешнего электромагнитного поля резонансной частоты, т.е. поля, энергия кванта которого удовлетворяет условию $h\nu = h\nu_{12} = E_2 - E_1$, атом может перейти из нижнего невозбужденного состояния E_1 в возбужденное состояние E_2 , что соответствует *вынужденному поглощению* кванта света с энергией $h\nu_{12}$ (рис. В.1, а). Вероятность такого процесса пропорциональна спектральной плотности энергии внешнего электромагнитного поля ρ_ν и равна $B_{12}\rho_\nu$.

Обратный переход атома из возбужденного состояния E_2 в состояние с меньшей энергией E_1 приводит к излучению кванта света с энергией $h\nu_{12}$ ($h\nu_{21} = E_2 - E_1$). Этот переход может осуществляться двумя путями:

спонтанно (самопроизвольно) или при резонансном воздействии внешнего электромагнитного поля*.

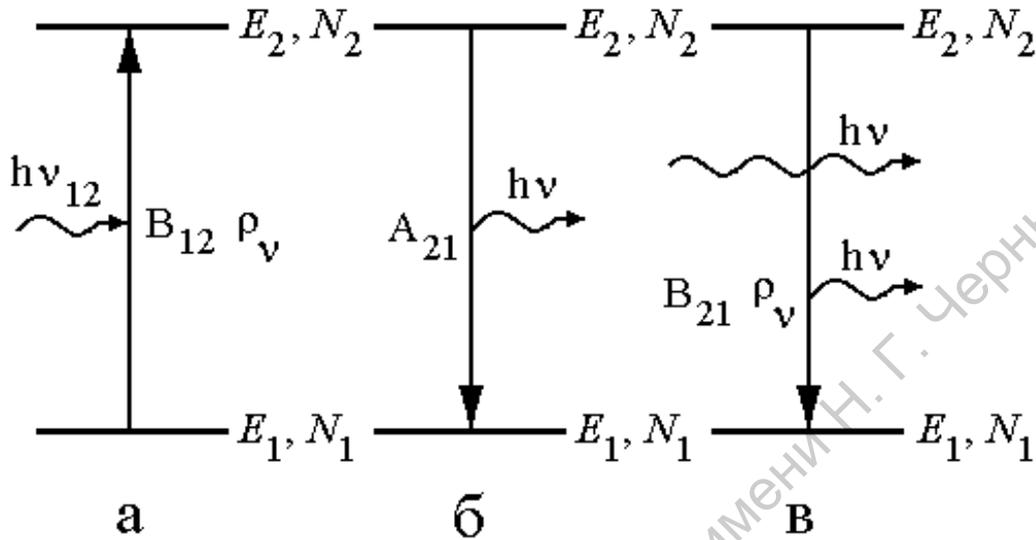


Рис. В.1. Типы квантовых переходов: а - вынужденное поглощение, б - спонтанное излучение, в - вынужденное излучение.

Спонтанное излучение (рис. В.1, б) обусловлено внутренними свойствами возбужденного атома и свойствами невозбужденного электромагнитного поля. Поэтому не зависит от какого-либо внешнего воздействия на атом. В совокупности большого числа атомов спонтанное излучение есть случайный, хаотический процесс, имеющий определенную вероятность A_{21} . Эта величина определяет долю возбужденных атомов, осуществивших переход из состояния E_2 в нижнее состояние E_1 за единицу времени. Следствием хаотического характера спонтанного излучения является его некогерентность: в системе атомов фазы и поляризации излучаемых ими волн не имеют никакой связи друг с другом, а фотоны испускаются по всем направлениям равновероятно. Спонтанное излучение служит затравочным толчком в процессе усиления и генерирования оптиче-

* Следует подчеркнуть, что оба пути независимы и в системе многих одинаковых атомов всегда одновременно осуществляется как спонтанное, так и вынужденное излучение.

ского излучения, играет вместе с безизлучательными переходами важную роль в механизмах создания среды, способной усиливать свет.

В ы н у ж д е н н о е и з л у ч е н и е происходит под действием внешнего электромагнитного поля резонансной частоты, т.е. поля, энергия кванта которого удовлетворяет условию $h\nu = E_2 - E_1$. В системе атомов это резонансное поле может создаваться фотоном, спонтанно излученным другим атомом при переходе из состояния E_2 в состояние E_1 . При взаимодействии этого фотона с возбужденным атомом последний переходит на нижний уровень E_1 , испуская дополнительный фотон с энергией $h\nu$ (рис. В.1, в), т.е. в каждом акте вынужденного излучения энергия поля возрастает на величину $h\nu$. Вероятность вынужденного излучения в системе атомов, как и в случае вынужденного поглощения, пропорциональна ρ_ν и равна $B_{21}\rho_\nu$.

Коэффициенты A_{21} , B_{12} и B_{21} называются коэффициентами Эйнштейна для соответствующих переходов. Для каждого перехода выполняются соотношения

$$A_{21} = \frac{8\pi h}{c^3} \nu^3 B_{21}, \quad B_{12}\rho_\nu = B_{21}\rho_\nu.$$

В случае вынужденного излучения испущенный возбужденным атомом фотон является идентичным падающему фотону: оба имеют одинаковую энергию (частоту), импульс (направление распространения), фазу и поляризацию. Полная тождественность между параметрами вынуждающего (стимулирующего) и вынужденного (стимулированного, индуцированного) излучения определяют когерентность излучения и возможность его усиления, что является основой для создания оптических квантовых усилителей и генераторов, излучение которых обладает рядом уникальных свойств.

Найдем условие, при котором среда усиливает проходящий через неё параллельный монохроматический пучок света. Согласно закону Бугера изменение лучистого потока $d\Phi_\nu$ в элементарном слое вещества сечением S и толщиной dx пропорционально величине падающего потока Φ_ν и толщине слоя dx :

$$-d\Phi_\nu = k_\nu \Phi_\nu dx \quad (\text{В.2})$$

или в интегральной форме:

$$\Phi_\nu = \Phi_{\nu 0} \exp(-k_\nu L), \quad (\text{В.3})$$

где k_ν - коэффициент поглощения, L - полная толщина слоя. Знак «-», обычно проставляемый в законе Бугера, заведомо предполагает ослабление пучка. Однако соотношения (В.2) и (В.3) могут описывать и усиление пучка, для этого достаточно, чтобы выполнялось условие $k_\nu < 0$. Величину $\alpha_\nu = -k_\nu$ называют отрицательным коэффициентом поглощения или коэффициентом усиления.

Выясним физическое содержание величины k_ν , рассматривая изменение светового потока, проходящего элементарный слой вещества толщиной dx , как результат квантовых переходов. Пусть населенности атомов в состояниях с энергиями E_1 и E_2 равны N_1 и N_2 соответственно. При поглощении проходящего через среду света атомы, находящиеся в состоянии E_1 , переходят в состояние E_2 с вероятностью $B_{12}\rho_\nu$. Число переходов $E_1 \rightarrow E_2$ в объеме среды $dV = Sdx$ за единицу времени равно $B_{12}\rho_\nu N_1 dV$. Этой же величине равно число фотонов энергии $h\nu_{12}$, потерянных световым потоком. С другой стороны, световой поток усиливается за счет вынужденного излучения под действием проходящего через среду света.

Число стимулированных переходов $E_2 \rightarrow E_1$, а, следовательно, число дополнительных фотонов $h\nu_{21}$, попавших в поток за единицу времени, равно $B_{21}\rho_\nu N_2 dV$. В результате лучистый поток в слое dx изменяется на величину

$$-d\Phi_\nu = h\nu\rho_\nu [B_{12}N_1 - B_{21}N_2] S dx. \quad (\text{B.4})$$

Фотоны, испущенные спонтанно (их доля равна $A_{21}N_2 S dx$) можно рассматривать как рассеянное излучение, не дающее заметного вклада в проходящий направленный пучок.

Спектральную плотность излучения ρ_ν в параллельном пучке сечением S , распространяющемся со скоростью v , запишем как

$$\rho_\nu = \frac{\Phi_\nu}{vS} = \frac{\Phi_\nu}{cS} n, \quad (\text{B.5})$$

где n - показатель преломления среды, c - скорость света в вакууме. Подставляя (B.5) в (B.4) с учетом того, что $B_{12} = B_{21}$ (см. (B.1)), и сравнивая полученное выражение с (B.2), найдем:

$$k_\nu = \frac{h\nu}{c} B_{12} (N_1 - N_2) n. \quad (\text{B.6})$$

Из (B.6) видно, что знак k_ν определяется соотношением населенностей энергетических состояний E_1 и E_2 . В обычных условиях термодинамического равновесия имеет место распределение Больцмана атомов по энергетическим состояниям, поэтому

$$N_2 = N_1 \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right). \quad (\text{В.7})$$

Так как E_2 всегда больше E_1 , то $N_2 < N_1$ и $k_\nu > 0$. Согласно (В.3) такая среда поглощает свет, так как акты поглощения преобладают над актами вынужденного излучения.

Чтобы создать среду, в которой акты излучения преобладали бы над актами поглощения, т.е. среду, усиливающую проходящий пучок, необходимо обеспечить инверсную населенность уровней, когда число атомов на верхнем уровне больше, чем на нижнем ($N_2 > N_1$). Тогда, как следует из (В.6), $k_\nu < 0$ и вышедший из среды поток Φ_ν превышает по величине падающий поток $\Phi_{\nu 0}$ (см. (В.3)). Такую среду часто называют «активной средой». Рассмотренная принципиальная возможность усиления света реализуется в квантовых устройствах, получивших название оптических квантовых усилителей (ОКУ) света, а также является одним из принципов, на которых основана работа оптических квантовых генераторов света – лазеров.

Для получения активной среды используются газы и газовые смеси, люминесцирующие кристаллы, стекла и жидкости, а также полупроводниковые материалы. Для того, чтобы обеспечить инверсную населенность в таких материалах, необходимо затратить дополнительную (над тепловой) энергию - энергию накачки. Эта энергия черпается из отдельного источника и частично, с определенным КПД, расходуется на усиление проходящего через среду светового потока. В зависимости от типа активной среды используются различные способы накачки: оптическое возбуждение твердых тел и жидкостей, неупругие столкновения частиц в газах, возбуждение электрическим полем, инжекцией носителей заряда в полупроводниках, путем химических реакций и т.д.

Принципиальная схема оптического квантового генератора.

Условия самовозбуждения

По аналогии с электронным генератором электромагнитных колебаний усиливающая среда становится генератором световых волн при обеспечении положительной обратной связи. С этой целью активную среду помещают между двумя расположенными параллельно друг другу зеркалами (рис. В.2), образуя так называемый открытый оптический резонатор. В активной среде всегда присутствует спонтанное излучение, являющееся некогерентным и распространяющееся во все стороны равномерно. Часть спонтанно излученного светового потока направлена в сторону зеркал, которые отражают его обратно в среду. Проходя через активную среду, отраженный зеркалами световой поток вызывает индуцированное излучение атомов. Последнее когерентно падающему излучению и направлено вдоль оси резонатора. После многократного (несколько сотен раз) отражения от зеркал усиление светового потока может превзойти потери, имеющие место при распространении светового потока внутри резонатора, и в такой системе возможно возбуждение незатухающих оптических колебаний.

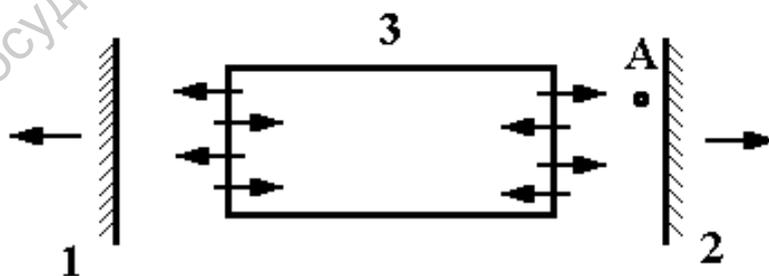


Рис. В.2. Принципиальная схема лазера:
1,2 – зеркала резонатора, 3 – активная среда лазера.

Таким образом, резонатор обеспечивает положительную обратную связь и играет важнейшую роль в формировании частотного и пространст-

венного спектров генерируемого лазером излучения, о чем будет сказано ниже.

Основными источниками потерь в резонаторе являются потери на рассеяние и поглощение света в зеркалах резонатора, потери на рассеяние света на неоднородностях активной среды, дифракционные потери на зеркалах и на активной среде. Часть светового потока выходит через зеркала и используется в качестве рабочего луча лазера, что также уменьшает световой поток в резонаторе. Суммарные потери определяют пороговое значение мощности накачки и величину мощности генерируемого излучения.

Найдем условие самовозбуждения ОКГ. Генерация излучения имеет место, если усиление светового потока за двойной проход через резонатор полностью компенсирует суммарные потери. Пусть $\Phi_{\nu 0}$ - лучистый поток в точке А резонатора (см. рис. В.2). После прохождения через активную среду поток, в соответствии с (В.3), возрастает до величины $\Phi_{\nu 1}$, равной $\Phi_{\nu 0} \exp(\alpha_{\nu} L)$. С другой стороны, поток $\Phi_{\nu 1}$ ослабляется за счет различных потерь в резонаторе, в том числе за счет излучения, выходящего через зеркало 1. Если r_1 - коэффициент отражения зеркала 1, а τ - коэффициент пропускания для внутренней полости резонатора, то поток, отраженный зеркалом 1 равен $\Phi_{\nu 2} = \Phi_{\nu 0} r_1 \tau \exp(\alpha_{\nu} L)$. Поток в точке А после прохождения луча в прямом и обратном направлениях и отражения от зеркала 2 равен $\Phi_{\nu 3} = \Phi_{\nu 0} r_1 r_2 \tau^2 \exp(2\alpha_{\nu} L)$, где r_2 - коэффициент отражения зеркала 2. Генерация имеет место, если после прохождения через резонатор лучистый поток не ослабевает, т.е. $\Phi_{\nu 3} \geq \Phi_{\nu 0}$.

Если в резонаторе потери таковы, что после обхода резонатора поток равен первоначальному, то получаем пороговое условие генерации, связывающее величины коэффициентов усиления $\alpha_{\nu 0}$ и суммарных потерь в резонаторе $\alpha_{\text{пот}}$:

$$r_1 r_2 \tau^2 \exp(2\alpha_{\nu 0} L) = 1. \quad (\text{В.8})$$

Из (В.8) следует, что

$$\alpha_{v0} = -\frac{\ln r_1 + \ln r_2 + 2 \ln \tau}{2L} \equiv \alpha_{\text{пот}}. \quad (\text{В.9})$$

При увеличении накачки (или уменьшении потерь) величина потока Φ_{v1} растет, при этом растет доля отраженного обратно в резонатор излучения. Это приводит, в свою очередь, к увеличению потока Φ_{v3} и нарушению равенства потоков Φ_{v3} и Φ_{v0} . При следующем обходе величина Φ_{v3} должна еще больше возрасти и т.д. Однако усиление светового потока при его многократном отражении в резонаторе не является беспредельным.

Возрастание плотности энергии приводит к тому, что начинают изменяться свойства активной среды, вследствие чего проявляется нелинейный эффект насыщения усиления активной среды. Увеличение светового потока, проходящего через активную среду, приводит благодаря вынужденному излучению к уменьшению инверсной населённости и в соответствии с (В.6) – к уменьшению коэффициента усиления. В результате при постоянной скорости накачки коэффициент усиления и, следовательно, плотность излучения стремятся к определённому пределу. Из теории лазера известно, что в случае неподвижных излучающих атомов уменьшение коэффициента усиления при увеличении плотности излучения в резонаторе происходит в соответствии с выражением:

$$\alpha_v = \frac{\alpha_{v0}}{1 + \rho_v / \rho_s}. \quad (\text{В.10})$$

Здесь величина ρ_s носит название плотности излучения насыщения и определяет такую плотность излучения в резонаторе, при которой коэффици-

ент усиления активной среды уменьшается в два раза под влиянием вынужденных переходов. Из (В.10) видно, что с увеличением ρ_V коэффициент усиления α_V стремится к нулю. В реальном лазере процесс увеличения плотности излучения продолжается до тех пор, пока коэффициент усиления не станет равным коэффициенту суммарных потерь в резонаторе. Величина α_{V0} в выражении (В.10) носит название ненасыщенного коэффициента усиления, т.е. коэффициента усиления активной среды при наличии слабого светового потока. Величину ненасыщенного коэффициента усиления можно оценить с помощью соотношения (В.9), которое носит название условия самовозбуждения ОКГ. Можно ввести величину $\chi = \alpha_{V0} / \alpha_{\text{пот}}$, равную отношению ненасыщенного коэффициента усиления к потерям, которая носит название относительного возбуждения или превышения усиления над потерями. При пороге генерации излучения величина χ равна единице. Используя определение величины χ и соотношение (В.10), легко получить выражение для спектральной плотности излучения в резонаторе для данного уровня накачки и потерь*:

$$\rho_V = \rho_S (\chi - 1). \quad (\text{В.11})$$

С учетом теплового движения атомов выражения (В.10) и (В.11) принимают соответственно вид:

$$\alpha_V = \frac{\alpha_{V0}}{(1 + \rho_V / \rho_S)^{1/2}}, \quad \rho_V = \rho_S (\chi^2 - 1).$$

Свойства лазерного излучения

М о н о х р о м а т и ч н о с т ь. В отсутствие внешних воздействий спонтанное излучение изолированного атома происходит не мгновенно, а за так называемое время жизни возбуждённого состояния t_0 , определяемое вероятностью спонтанного перехода A_{21} :

$$t_0 = \frac{1}{A_{21}} \quad (\text{В.12})$$

Время t_0 является мерой времени, необходимого для того, чтобы возбуждённый атом отдал свою энергию в виде кванта спонтанного излучения. Конечность времени жизни ведёт к уширению уровней энергии. В свою очередь, излучение с уширенных уровней приобретает спектральную ширину. Наименьшая возможная естественная ширина линии излучения $\Delta\nu_{\text{ест}}$ определяется временем t_0 :

$$\Delta\nu_{\text{ест}} = \frac{1}{t_0}.$$

В системе многих атомов время жизни излучающих атомов существенно уменьшается из-за взаимодействий атома с его окружением. В газовом разряде уменьшение времени жизни происходит благодаря неупругим соударениям между молекулами или атомами газа, в результате которых происходит безызлучательная передача энергии между взаимодействующими частицами. Это приводит к дополнительному однородному уширению линии излучения.

Другая причина, приводящая к уширению линии излучения, заключается в тепловом движении излучающих атомов. Из-за эффекта Доплера, приводящего к разному изменению частоты излучения атомов, движущихся с разными скоростями относительно наблюдателя, линия излучения становится неоднородно уширенной.

Таким образом, линия излучения является уширенной, при этом её

спектральная ширина $\Delta\nu$ определяется рассмотренными выше процессами. Критерием монохроматичности излучения является степень монохроматичности, определяемая отношением $\Delta\nu/\nu_0$ ширины спектральной линии к средней частоте излучения.

Характерной чертой излучения лазера является высокая степень монохроматичности. Ширина спектральной линии излучения лазера меньше ширины той же линии в излучении разряда. Увеличение степени монохроматичности связано с неравномерностью усиления в пределах контура спектральной линии: более интенсивное излучение в максимуме линии, вследствие резонансного характера процесса, вызывает большее число вынужденных переходов и соответственно усиливается в большей степени, чем излучение у краёв контура линии. Ширина линии усиления в He-Ne лазере с длиной волны излучения $\lambda=0,6328$ мкм составляет величину порядка 1500 МГц.

Наличие резонатора, обеспечивающего положительную обратную связь, существенно меняет спектральный состав излучения в пределах контура усиления. Интерференция падающей и отражённой от зеркала резонатора волн приводит к образованию стоячих волн, при этом возможно существование только таких волн, для которых на оптическом пути внутри резонатора укладывается целое число полуволен:

$$L = m \frac{\lambda}{2}, \quad (\text{B.13})$$

где L — длина резонатора, λ — длина волны в среде, m — большое целое число ($\sim 10^6$).

Данное условие выполняется не только для осевого пучка, но и для ряда приосевых пучков, которые дают сложное распределение интенсивности в поперечном сечении пучка лазерного излучения и которые носят название поперечных мод резонатора. Внутри каждой поперечной моды резонатора может существовать множество колебаний, удовлетворяющих условию (B.13), получивших название продольных мод. Очевидно, что час-

точное расстояние между соседними продольными модами равно $c/2L$. Эта величина для резонатора длиной 1 м составляет 150 МГц. Таким образом, генерация излучения происходит на нескольких продольных модах, разделённых частотным интервалом $c/2L$, которые попали в пределы контура усиления. Формирование многочастотного спектра излучения лазера схематично изображено на рис. В.3. При наличии селектирующих элементов внутри резонатора удаётся получить генерацию излучения на одной продольной моде (одночастотный режим). В этом случае реализуется максимально высокая степень монохроматичности излучения лазера, составляющая величину порядка 10^{-10} .

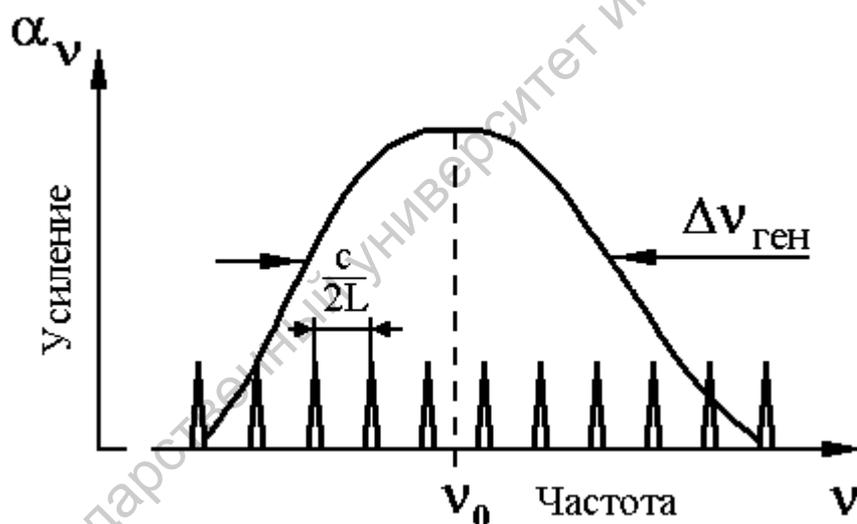


Рис. В.3. Формирование спектра генерации лазера.

К о г е р е н т н о с т ь. Временная и пространственная когерентность излучения лазера является важнейшим свойством лазерного излучения. Монохроматичность излучения лазера определяет его высокую степень временной когерентности. Временная когерентность определяется временем когерентности $t_{\text{КОГ}}$, которое связано с шириной спектра излучения $\Delta\nu$ соотношением $t_{\text{КОГ}} = 1/\Delta\nu$. Узкий спектральный интервал $\Delta\nu$ из

лучения лазера позволяет достигать времён когерентности порядка 10^{-2} - 10^{-3} с. В этом случае длина когерентности $l_{\text{ког}} = ct_{\text{ког}}$ составляет величину порядка десятков километров. На таких расстояниях возможна регистрация интерференционной картины при использовании лазера в качестве источника излучения.

Излучение лазера обладает высокой степенью пространственной когерентности. Разность фаз колебаний для любой пары точек в сечении пучка остаётся постоянной во времени. Пространственная когерентность излучения лазера связана с тем, что излучение лазера имеет квази (почти) плоский волновой фронт. Убедиться в пространственной когерентности можно путём наблюдения дифракции на щели при установке последней в непосредственной близости от входного окна лазера. При использовании обычного источника дифракцию можно наблюдать, только установив щель на большом расстоянии от источника. В противном случае максимумы освещённости, возникающие при дифракции волн, излучаемых отдельными точками источника, располагаются в разных местах экрана, и в среднем экран оказывается освещённым равномерно.

Н а п р а в л е н н о с т ь и з л у ч е н и я. Резонатор формирует не только частотный состав спектра излучения лазера, но и его пространственное распределение. В резонаторе сохраняется волна, направленная перпендикулярно его зеркалам. Волны других направлений после нескольких отражений выходят из резонатора через боковую поверхность активной среды. Излучение лазера оказывается узконаправленным и представляет собой почти плоскую волну, свойственную удалённому точечному источнику с очень небольшой расходимостью. Эта расходимость определяется дифракцией лазерного пучка на активном элементе и зеркалах, которая является принципиально неустранимым явлением. Дифракционный угол расходимости лазерного пучка можно оценить по формуле:

$$\varphi_{\text{дифр}} = \frac{1,22\lambda}{D}, \quad (\text{B.14})$$

где D – диаметр излучающей поверхности. Дифракционный угол составляет величину порядка 10^{-4} радиан. Благодаря такой малой расходимости когерентное излучение лазера можно сфокусировать в пятно чрезвычайно малых размеров.

П о л я р и з а ц и я. Излучение лазера в большинстве случаев является эллиптически поляризованным. При наличии в резонаторе элементов, позволяющих выделять преимущественное направление колебаний электрического вектора, излучение лазера оказывается линейно поляризованным. Характерным примером является резонатор гелий-неонового лазера (см. описание лабораторной установки).

Гелий-неоновый лазер

Гелий-неоновый (He-Ne) ОКГ относится к семейству газоразрядных лазеров, в которых для получения инверсной населённости рабочих уровней используются соударения атомов рабочего газа с электронами или атомами вспомогательного газа, а потребляемая лазерами энергия является электрической. Активным элементом является отпаянная стеклянная трубка, заполненная смесью гелия и неона в соотношении 10:1 и общим давлением около 130 Па. На концах трубки располагаются анод с катодом, при подаче напряжения на которые (около 2 кВ) в трубке возникает тлеющий электрический разряд постоянного тока. В электрическом разряде атомы неона, являющегося рабочим веществом лазера, в результате неупругих столкновений с электронами возбуждаются до уровней $1s$, $2s$, $3s$, $2p$ и $3p$ *

* В отличие от атома гелия, для которого действительна LS – связь, для атомов неона действительна промежуточная jI – связь. В этом случае возбуждённому состоянию атома неона $2p^5ns$ соответствуют четыре близко расположенных уровня энергии ($ms_2, ms_3, ms_4, ms_5, m = 1, 2, 3, \dots$), а возбуждённому состоянию $2p^5np$ – десять энергетических состояний ($mp_1, mp_2, \dots, mp_9, mp_{10}, m = 2, 3, \dots$). Уровни, относящиеся к одному возбуждённому состоянию, объединены общими символами $1s, 2s, 3s, 2p$ и $3p$. В излагаемом материале приводятся обозначения, введённые Пашеном, так как они наиболее распространены в литературе.

(упрощённая схема энергетических состояний He и Ne на рис.В.4, стрелками указаны основные переходы, определяющие работу He-Ne лазера). Времена жизни атомов неона, возбуждённых до уровней $2s$ и $3s$, превышают времена жизни состояний $2p$ и $3p$, что позволяет получить инверсную населённость между ними. Однако значительная населённость состояния $1s$ препятствует опустошению уровней $2p$ и $3p$ и тем самым созданию инверсной населённости. Поэтому в чистом неоне создать инверсную населённость практически невозможно. Другой канал возбуждения атомов Ne до уровней $2s$ и $3s$ появляется при введении в электрический разряд буферного газа, в качестве которого используется гелий. Атомы Ne возбуждаются при неупругих столкновениях с электронами до состояний 2^1S_0 и 2^3S_1 . Эти состояния являются метастабильными (долгоживущими), так как оптический переход атома Ne из этих состояний в основное запрещён правилами отбора, а разрушение их посредством столкновений с электронами имеет малую вероятность. Возбуждённые до состояний 2^1S_0 и 2^3S_1 атомы Ne отдают свою энергию невозбуждённым атомам Ne, неупруго с ними сталкиваясь, при этом атомы Ne переходят в основное состояние, а атомы Ne возбуждаются до состояний $2s$ и $3s$. Этот процесс носит резонансный характер и имеет большую вероятность, так как соответствующие уровни He и Ne близки между собой. Чтобы обеспечить преимущественное заселение уровней $2s$ и $3s$ рассмотренным выше способом, в разряд вводится количество атомов He, в несколько раз превышающее количество атомов Ne.

Таким образом, возникает инверсная населённость между рассмотренными парами энергетических уровней атома неона и возможно усиление излучения со следующими длинами волн: $\lambda=0,6328$ мкм (переход $3S_2-2p_4$), $\lambda=1,15$ мкм (переход $2S_2-2p_4$) и $\lambda=3,39$ мкм (переход $3S_2-3p_4$). На каком именно переходе будет осуществлена генерация излучения в данном лазере, определяется выполнением условия самовозбуждения (В.9). Ис-

пользуемый в работе лазер генерирует излучение на длине волны, равной 0,6328 мкм.

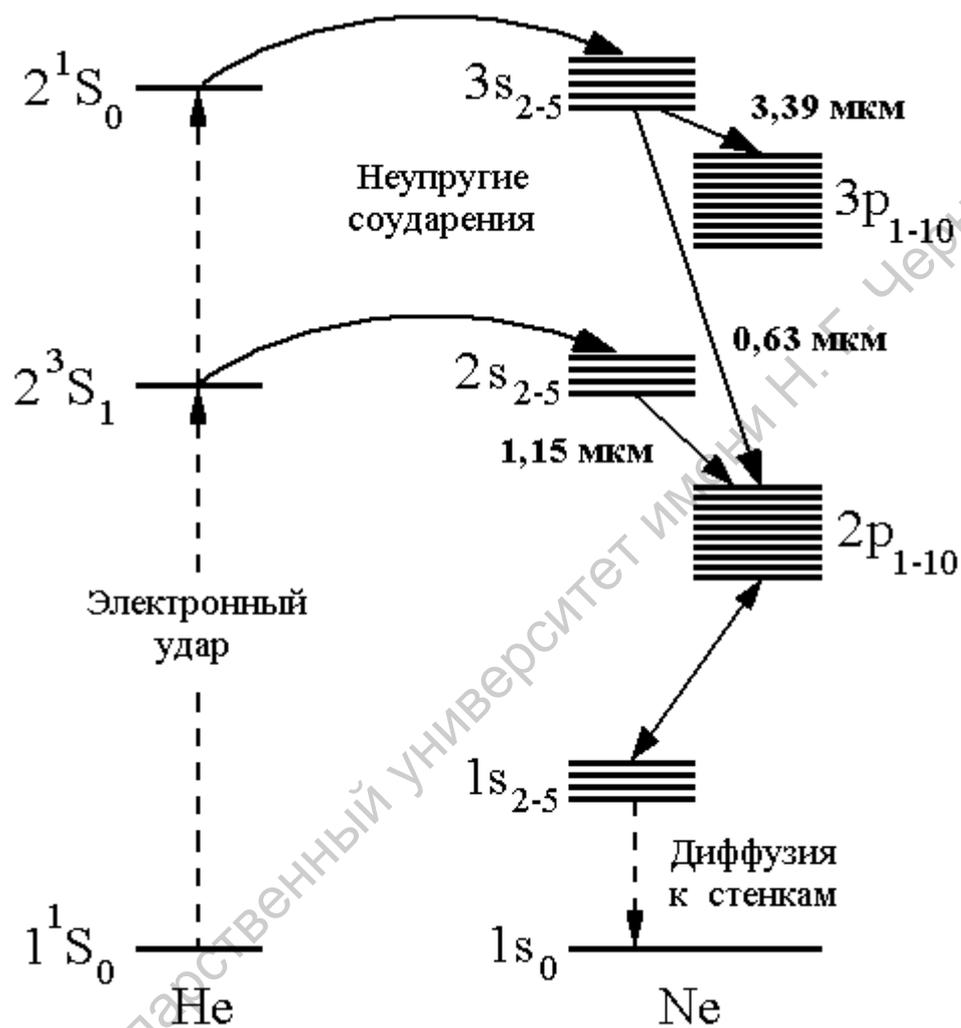


Рис. В.4. Схема энергетических уровней атомов He и Ne.

ГАЗОВЫЙ ЛАЗЕР - 1

Лабораторная установка представляет собой газовый He-Ne лазер, в резонатор которого введена стеклянная пластина, вносящая контролируемые потери (рис. 1). Газоразрядная трубка 1, юстировочные головки с зеркалами 2 и столик 3, на котором укреплена пластина 4, установлены на оптической скамье. Резонатор закрыт прозрачным кожухом из органического стекла, предохраняющим его полость от запыления.

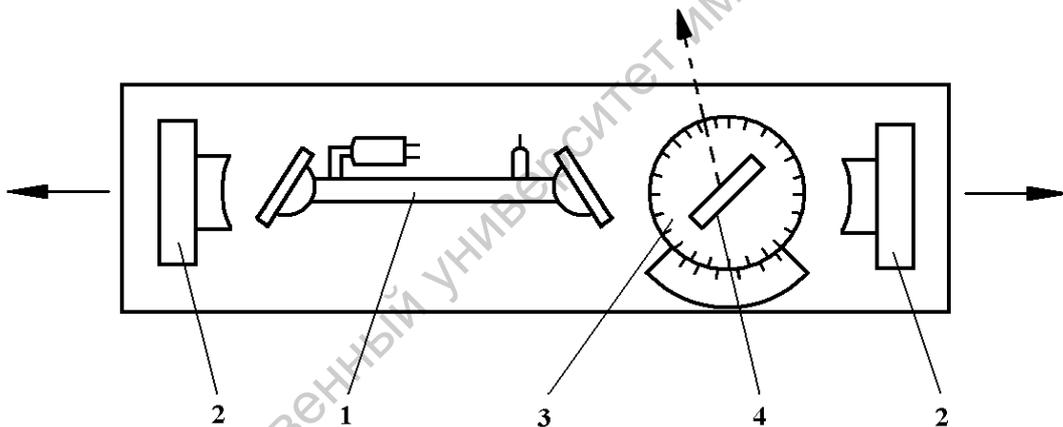


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (вид сверху).

В кожухе имеется отверстие для выхода луча и боковое отверстие для работы со столиком. На оптической скамье устанавливаются рейтеры с необходимыми принадлежностями (дифракционная решетка, поляризатор с фотоприемником, шкала). Блок питания трубки расположен отдельно. Разряд зажигается начальным импульсом порядка 10^4 В и поддерживается постоянным напряжением около 1200 В. Торцевые окна газоразрядной трубки установлены под углом Брюстера к ее оси.

В случае He-Ne ОКГ, для которого $\alpha_{\nu 0}$ составляет величину в несколько %/м, сама возможность выполнения условия самовозбуждения ограничена потерями на окна газоразрядной трубки. Если установить их перпендикулярно лучу, то на каждой поверхности раздела только за счет отражения теряется $\sim 4\%$ светового потока, т.е. в целом $\sim 16\%$, что больше $\alpha_{\nu 0}$. Такой лазер генерировать излучение не будет. Чтобы свести к минимуму потери при отражении, оба окна газоразрядной трубки устанавливаются строго под углом Брюстера к ее оси для той длины волны, на которой необходимо получить излучение. Как известно из формул Френеля, в этом случае коэффициент отражения волны, электрический вектор которой параллелен плоскости падения, равен нулю. В результате этого излучение лазера оказывается линейно поляризованным.

Для включения лазера необходимо:

- 1). Включить блок питания в сеть, нажать кнопку «Сеть» - при этом должен зажечься разряд; через некоторое время возникает генерация излучения;
- 2). Установить регулятор тока разряда в положение, при котором генерация излучения максимальна.

Задание 1 Сопоставление спектров излучения газового разряда и генерируемого излучения. Измерение длины волны излучения He-Ne лазера.

Порядок выполнения задания.

1. Рассматривая боковое свечение разрядной трубки через дифракционную решетку, убедиться в том, что спектр излучения разряда состоит из множества линий, принадлежащих атомам He и Ne. Дифракционную решетку следует располагать у самого глаза (для увеличения поля зрения), ориентируя ее таким образом, чтобы ее штрихи были параллельны оси трубки.
2. Рассматривая через те же решетку любую точку, от которой отразился

лазерный луч, определить, сколько линий содержит спектр излучения лазера, какого цвета. Результат объяснить.

3. Установить дифракционную решетку на оптическую скамью на пути луча. На линейке за решеткой возникает дифракционная картина в виде совокупности красных точек, соответствующих главным максимумам разных порядков.
4. Измерит расстояние l от решетки до линейки; измерить расстояния h_1, h_2, \dots, h_m между максимумами 1, 2, ..., m порядков. Для каждого порядка определить средний угол дифракции согласно формуле:

$$\varphi_m = \arctg \frac{h_m}{2l} \quad (1)$$

(для уменьшения случайных ошибок рекомендуется угол дифракции определить из наклона прямой $h_m = h_m(l)$, построенной по результатам измерений для нескольких значений l).

5. Определить длину волны λ излучения He-Ne лазера по формуле:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi_m}{m}, \quad (2)$$

где $d = 0,01$ мм. Полученные для разных порядков дифракции значения λ усреднить. Найти среднюю квадратичную ошибку измерений.

Задание 2. Наблюдение поляризации излучения лазера.

Когерентное излучение лазера линейно поляризовано. Если на пути такого луча установить поляроид-анализатор, то прошедший через него световой поток Φ в зависимости от угла φ между плоскостью колебаний электрического вектора излучения лазера и главной плоскостью анализатора должен изменяться по закону Малюса:

$$\Phi = \Phi_0 \cos^2 \varphi, \quad (3)$$

где Φ_0 – падающий на анализатор световой поток. В работе следует экспериментально подтвердить выполнимость этой формулы и тем самым доказать линейную поляризацию лазерного излучения.

Порядок выполнения задания.

- 1) Установить на пути лазерного луча анализатор с лимбом и фотодиодом. В пределах линейности характеристики фотодиода вращение анализатора изменяет прошедший через него световой поток согласно соотношению (3), пропорционально измеряется ток фотодиода.
- 2) Вращая лимб анализатора на 360° (через 10°), снять зависимость фототока I от угла поворота φ главной плоскости анализатора.
- 3) Построить график зависимости $I \equiv f(\varphi)$, который должен соответствовать закону Малюса. Для сравнения в Таблице приведены значения функции $\cos^2 \varphi$ для углов от 0° до 90° (через 10°):

φ , град	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$\cos^2 \varphi$	1,000	0,970	0,883	0,750	0,587	0,413	0,250	0,117	0,030	0

Задание 3. Измерение коэффициента усиления He-Ne лазера.

Измерение коэффициента усиления α_{ν_0} производится методом калибровочных потерь, т.е. путем внесения в резонатор регулируемых потерь. Метод основан на том, что для порога возникновения генерации необходимо равенство коэффициента усиления активной среды и суммарных потерь в резонаторе, т.е. выполнение условия (В.9). Источником дополнительных потерь служит стеклянная пластинка, поворачиваемая в резонато-

ре относительно вертикальной оси. При повороте пластинки от угла Брюстера, при котором излучение лазера максимально, часть излучения выводится из резонатора, отражаясь от поверхностей пластинки. Долю τ пропущенного пластинкой света можно вычислить при помощи соответствующей формулы Френеля для составляющей электрического поля, параллельной плоскости падения. Учитывая последовательно отражения на обеих поверхностях пластинки, можно найти величину τ :

$$\tau = \left(1 - \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}^2(\varphi + \psi)} \right)^2. \quad (4)$$

В формуле (4) углы φ и ψ связаны между собой законом преломления:

$$\sin \varphi = n \sin \psi, \quad (5)$$

где n - показатель преломления пластинки. Следует отметить, что в резонаторе всегда имеют место потери, связанные с поглощением в окнах трубки и рассеянием на частицах пыли. Однако эти потери малы по сравнению с потерями, вносимыми пластинкой, и их можно не учитывать. В установке используется пластинка из оптического стекла ЛК-4 ($n = 1,490$). Поворот пластинки фиксируется при помощи лимба.

Порядок выполнения задания.

- 1) Вращением лимба с пластинкой добиться генерации. В условиях генерации отраженный луч четко виден на стене около прибора в виде двух красных пятен, соответствующих отраженным лучам от двух граней пластинки.
- 2) Поворотом пластинки добиться минимальной яркости пятен. Это положение пластинки φ_0 , фиксируемое по лимбу, соответствует ее ус-

тановке под углом Брюстера, при котором отражение волны E_p минимально.

- 3) Поворотом пластинки в обе стороны от положения φ_0 добиться срыва генерации и зафиксировать по лимбу углы срыва φ_1 ($\varphi_1 < \varphi_0$) и φ_2 ($\varphi_2 < \varphi_0$).
- 4) Найти разности углов $\Delta\varphi_1 = \varphi_0 - \varphi_1$ и $\Delta\varphi_2 = \varphi_2 - \varphi_0$. Они не будут равны, так как коэффициент отражения в обе стороны от угла Брюстера нелинейно зависит от угла падения.
- 5) Так как лимб пластинки выставлен произвольно, то найденные разности углов являются углами срыва относительно истинного значения угла Брюстера. Истинное значение угла Брюстера найти по формуле:

$$\operatorname{tg}\varphi_{\text{БР}} = n. \quad (6)$$

- 6) Определить значения углов срыва генерации, при которых выполняется условие (В.9):

$$\varphi_{\text{СР1}} = \varphi_{\text{БР}} - \Delta\varphi_1, \quad \varphi_{\text{СР2}} = \varphi_{\text{БР}} - \Delta\varphi_2.$$

- 7) Используя полученные значения $\varphi_{\text{СР1}}$ и $\varphi_{\text{СР2}}$, по формуле (5) определить соответствующие углы преломления луча лазера $\psi_{\text{СР1}}$ и $\psi_{\text{СР2}}$ и по формуле (4) найти величину τ . Результаты должны совпасть в пределах ошибок эксперимента и их следует усреднить.
- 8) Найти коэффициент усиления α_{ν_0} по формуле (В.9). При вычислении использовать значения $r_1 = r_2 = 0,995$ и $L = 40$ см. Выразить α_{ν_0} в %/м.

Измерения углов φ_0 , φ_1 , φ_2 провести 5-6 раз и при расчетах использовать их средние значения.

Задание 4. Измерение угла расходимости лазерного луча.

Измерение проводится по схеме, приведенной на рис. 2. Измеряются диаметры D_1 и D_2 сечения пучка лазера на экране до и после прохождения им расстояния l , создаваемого поворотной призмой и зеркалом, укрепленным на потолке комнаты. Угол расходимости луча лазера определяется по следующей формуле:

$$\theta = \operatorname{arctg} \frac{D_1 - D_2}{2l}. \quad (7)$$

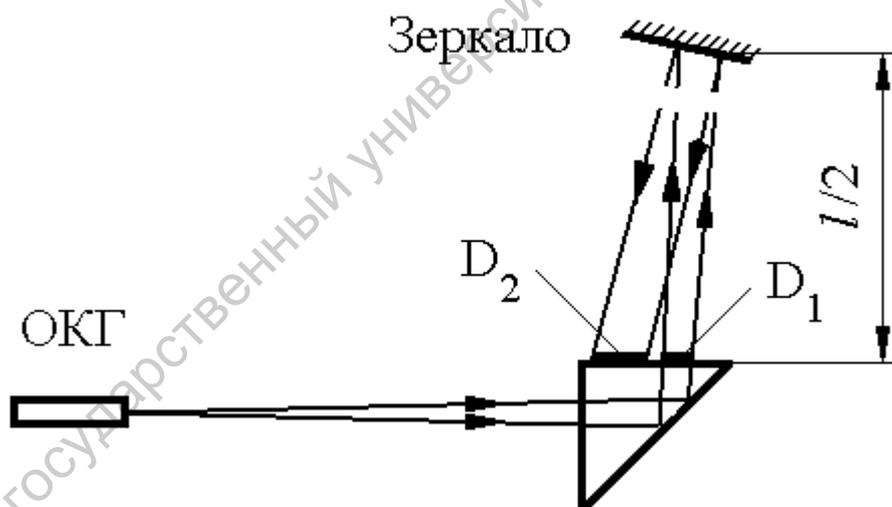


Рис. 2. Схема измерения угла расходимости пучка ОКГ.

Порядок выполнения задания.

- 1) Установить на оптической скамье на пути луча лазера рейтер с поворотной призмой.
- 2) Направить с помощью поворотной призмы луч лазера на зеркало, закрепленное на потолке комнаты, таким образом, чтобы луч, отра-

женный от зеркала, проходил рядом с поворотной призмой.

- 3) Измерить диаметры D_1 и D_2 сечения пучка лазера до и после прохождения им расстояния l .
- 4) Определить по формуле (7) угол расходимости луча лазера. При вычислении использовать значение l , равное 685 см.

Контрольные вопросы и список рекомендуемой литературы приведены в конце лабораторной работы № 9.

ГАЗОВЫЙ ЛАЗЕР-2

Лабораторная работа «Газовый лазер-2» является модификацией работы «Газовый лазер-1». Их теоретическая часть полностью совпадает и описана во введении. Экспериментальные задания также аналогичны, но используемая аппаратура, схема установки и, главное, метод измерения коэффициента усиления газового лазера в этих работах различны.

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке. Здесь ЛГ-38- мощный одномодовый He-Ne лазер, луч которого по сравнению с другими ОКГ имеет малую расходимость, что существенно необходимо для беспрепятственного прохождения через активный элемент (АЭ) другого лазера – ЛГ-75, имеющего разрядную трубку длиной 1 м и внутренним диаметром 5мм. Плоскопараллельной делительной пластинкой (ДП) лазерный луч делится на три луча. Прошедший через делительную пластинку луч Φ_{00} направляется зеркалом на голографическую дифракционную решетку (ДР) и используется для определения длины волны лазерного излучения. Другой луч Φ_{10} отражается от делительной пластинки и направляется на поляроид (Π_1) и фотоприемник (D_1), ток которого I_1 регистрируется измерительным прибором (mA). В лабораторной работе измеряется поляризация этого луча. Отраженный делительной пластинкой и зеркалом луч Φ_{02} , пройдя активный элемент ЛГ-75 и поляроид (Π_2), попадает на фотодиод (D_2), ток которого I_2 регистрируется измерительным прибором (mA). Этот луч является зондирующим при определении коэффициента усиления активной среды He-Ne лазера. На рисунке показаны также блоки питания лазеров ЛГ-38 и ЛГ-75.

- 3) Рассматривая через ту же решетку любую точку, от которой отразился лазерный луч, определить, сколько линий содержит спектр излучения лазера, какого цвета. Результат объяснить.
- 4) Направить лазерный луч на дифракционную решетку. На призматической шкале хорошо видны яркие красные точки, соответствующие главным максимумам разных порядков.
- 5) Измерить расстояния h_1, h_2, \dots, h_m между максимумами 1, 2, ..., m порядков. Для каждого порядка определить средний угол дифракции согласно формуле:

$$\varphi_m = \arctg \frac{h_m}{2l}, \quad (1)$$

где расстояние l - расстояние от дифракционной решетки до призматической шкалы.

- 6) Определить длину волны λ излучения He-Ne лазера по формуле:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi_m}{m}, \quad (2)$$

где $d = 0,01$ мм). Полученные для разных порядков дифракции значения λ усреднить. Найти среднюю квадратичную ошибку измерений.

Задание 2. Наблюдение поляризации излучения лазера.

Когерентное излучение лазера линейно поляризовано. Если на пути такого луча установить поляроид-анализатор Π_1 , то прошедший через него световой поток Φ_1 в зависимости от угла φ между плоскостью колебаний электрического вектора излучения лазера ЛГ-38 и главной плоскостью анализатора должен изменяться по закону Малюса:

$$\Phi_1 = \Phi_{01} \cos^2 \varphi. \quad (3)$$

В работе следует экспериментально подтвердить выполнимость формулы (3) и тем самым доказать линейную поляризацию лазерного излучения.

Порядок выполнения задания.

- 1) Направить лазерный луч на поляроид Π_1 с лимбом, а затем на фотодиод D_1 . ДП установлена строго параллельно плоскости выходного брестеровского окна БР разрядной трубки лазера. Поэтому никаких искажений в поляризацию излучения лазера эта пластинка не вносит. В пределах линейности характеристики фотодиода D_1 фототок I_1 пропорционален световому потоку Φ_1 и при повороте поляроида должна наблюдаться следующая зависимость:

$$I_1 = k\Phi_1 = k\Phi_{10} \cos^2 \varphi. \quad (4)$$

- 2) Переключатель миллиамперметра поставить в положение « I_1 ».
- 3) Вращая лимб анализатора на 360° через 10° , снять зависимость фототока I_1 от угла поворота φ главной плоскости анализатора.
- 4) Построить график зависимости $I = f(\varphi)$, который должен соответствовать закону Малюса. Для сравнения в Таблице приведены значения функции $\cos^2 \varphi$ для углов от 0° до 90° (через 10°):

φ , град	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$\cos^2 \varphi$	1,000	0,970	0,883	0,750	0,587	0,413	0,250	0,117	0,030	0

Задание 3. Измерение коэффициента усиления He- Ne лазера.

В н и м а н и е: при выполнении этого задания нельзя облакачиваться на рабочий стол или писать на нем, так как это нарушает очень точную юстировку приборов.

Измерение коэффициента усиления АЭ He-Ne лазера проводится в данной работе непосредственной по формуле закона Бугера. Из (В.4) следует, что

$$\alpha_{\nu 0} = -k_{\nu} = \frac{1}{L} \ln \frac{\Phi_2}{\Phi_{02}}, \quad (5)$$

где $\alpha_{\nu 0}$ – коэффициент усиления; L – длина активного элемента, в качестве которого используется разрядная трубка лазера ЛГ-75, работающая в режиме оптического квантового усилителя; Φ_{02} и Φ_2 – световые потоки зондирующего луча соответственно на входе и выходе включенного АЭ.

Коэффициент усиления АЭ He- Ne лазера на длине волне 632,8 нм обычно невелик – порядка нескольких процентов на метр. Поэтому для повышения точности измерений в работе применена компенсационная схема с использованием вспомогательного луча Φ_{01} от того же самого лазера. Фототоки от зондирующего и вспомогательного лучей направлены навстречу, они изменяются синхронно, и это позволяет значительно уменьшить ошибку, вносимую неизбежными флуктуациями интенсивности излучения лазера ЛГ-38.

Если АЭ лазера ЛГ-75 не включен, то зондирующий луч проходит через него практически без потерь. Это обусловлено, во-первых, тем, что брюстеровские окна ЛГ-38 и ЛГ-75 выставлены строго параллельно, так, что потерь на отражение они не вносят. Во-вторых, He и Ne в трубке АЭ находятся в невозбужденном состоянии и не поглощают свет на длине волны 632, 8 нм. Зондирующий луч ослабляется в АЭ только за счет сла-

бого поглощения света тонкими брюстеровскими окнами. Это поглощение составляет доли процента, и в данной работе им можно пренебречь. Таким образом, можно с большой точностью считать, что световые потоки на входе и выходе невключенного АЭ равны Φ_{02} , что дает возможность измерения этой величины фотодиодом D_2 . Ясно, что на включенный АЭ падает тот же световой поток Φ_{02} .

Падающий на АЭ лазера ЛГ- 75 световой поток Φ_{02} на выходе включенного активного элемента возрастает на величину $\Delta\Phi$ за счет усиления зондирующего луча активной средой, а также за счет некогерентного излучения работающей разрядной трубки (поток Φ_3). Таким образом, усиленный активным элементом световой поток Φ_2 за вычетом некогерентного излучения запишется как

$$\Phi_2 = \Phi_{02} + \Delta\Phi - \Phi_3$$

и формула (5) приобретает вид

$$\alpha_{v0} = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{\Phi_2 + \Delta\Phi - \Phi_3}{\Phi_{02}} \right). \quad (6)$$

Фототоки, возникающие в фотодиодах D_1 и D_2 , пропорциональны их коэффициентам спектральной чувствительности s_1 и s_2 и падающим на них световым потоком Φ_1 и Φ_2 . Последние могут в широких пределах регулироваться поворотом поляроидов Π_1 и Π_2 с коэффициентами пропорциональности α_1 и α_2 , т.е. измеряемые по отдельности фототоки можно записать в виде

$$I_1 = \alpha_1 s_1 \Phi_{01}, \quad I_2 = \alpha_2 s_2 \Phi_{02}$$

Порядок выполнения задания.

- 1) Включить ЛГ-38 (активный элемент ЛГ-75 выключен).
- 2) Переключатель измерительного прибора поставить в положение « I_1 » и поворотом поляроида Π_1 добиться максимального значения фототока.
- 3) Переключить миллиамперметр на измерение « I_2 », поворотом поляроида Π_2 установить ток примерно равный I_1 . Если ток I_2 окажется меньше I_1 и их не удастся уравнять, то это означает, что установка поворотного зеркала сбита и зондирующий луч не проходит через активный элемент лазера ЛГ-75.

В н и м а н и е: юстировку прибора выполняет только инженер лаборатории!

- 4) Направить токи I_1 и I_2 навстречу друг другу поворотом переключателя в положение « ΔI ». Поляроидом Π_2 уравнять встречный фототоки до $\Delta I = I_2 - I_1 = 0$. При этом флуктуации интенсивности лазерного луча взаимно компенсируются.
- 5) В полученных условиях компенсации измерить I_2 . Этот ток пропорционален световому потоку Φ_{02} на входе (и выходе) активного элемента:

$$I_2 = \alpha_2 s_2 \Phi_{02}. \quad (7)$$

- 6) Вновь установить переключатель на измерение « ΔI » и при надобности откорректировать $\Delta I = 0$ поляроидом Π_1 . Включить разряд АЭ ЛГ-75 (тумблер “Сеть”). Зафиксировать полученное значение тока $\Delta I'$:

$$\Delta I' = \alpha_2 s_2 \Delta \Phi. \quad (8)$$

- 7) Перекрыть зондирующий луч шторкой *III* на кожухе ЛГ-38. На фотодиод D_2 попадает тогда только некогерентное излучение АЭ, которому соответствует следующее значение тока фотодиода:

$$I_3 = \alpha_2 s_2 \Phi_3. \quad (9)$$

- 8) Выключить ЛГ-75, открыть шторку *III*. Вновь измерить I_2 , так как за время измерений абсолютное значение светового потока Φ_{02} могло измениться. Найти среднее значение для двух значений I_2 .
- 9) Если в формулу (6) подставить формулы (7), (8), (9), то

$$\alpha_{\nu 0} = \frac{1}{L} \ln \frac{I_2 + \Delta I' - I_3}{I_2}. \quad (10)$$

- 10) По формуле (10) подсчитать коэффициент усиления для $L = 1$ м. Повторить измерения и расчеты не менее трех раз, найти среднее значение $\alpha_{\nu 0}$ и оценить ошибку измерений.

Контрольные вопросы

1. Свойства спонтанного и вынужденного излучения.
2. Показать, что для усиления проходящего через среду светового потока необходима инверсная населенность уровней.
3. Вывести условие самовозбуждения лазера.
4. Роль резонатора.
5. Эффект насыщения усиления активной среды.
6. Свойства излучения лазера.

7. Объяснить поляризацию излучения He-Ne лазера.
8. Описать конструкцию He-Ne лазера с указанием назначения каждого его элемента.
9. Показать на схеме энергетических уровней He и Ne, за счет каких физических процессов создается инверсная населенность атомов Ne.
10. Объяснить сущность метода измерения коэффициента усиления, используемого в работе.

Литература

Шпольский Э. В. Атомная физика. М., 1974. Т. 1.

Ищенко Е. Ф., Климов Ю. М. Оптические квантовые генераторы. М., 1968.

Ландсберг Г. С. Оптика. М., 1976.

Карлов Н. В. Лекции по квантовой электронике. М., 1983.

ЭФФЕКТ РАМЗАУЭРА

Введение

При прохождении потока электронов через газовую среду электроны испытывают столкновения с атомами газа. Упругие столкновения электронов с атомами приводят к изменению направления движения электронов, в результате чего электронный поток частично рассеивается, его плотность уменьшается и появляется угловое распределение плотности рассеянных электронов. В основе упругого рассеяния электрона на атоме лежит взаимодействие между этими частицами, имеющее место, когда пролетающий мимо атома электрон попадает в его потенциальное поле. Очевидным является то, что уменьшение скорости электрона (его кинетической энергии) должно приводить к увеличению времени его взаимодействия с атомами и увеличению рассеяния (ослаблению электронного потока).

Однако в 1921 году, исследуя прохождение электронного потока очень медленных (с энергией от 0,75 до 1,1 эВ) электронов в различных газах, Рамзауэр обнаружил, что в аргоне при уменьшении энергии электронов упругое рассеяние уменьшается, в результате чего электроны проходят через газ практически беспрепятственно. Независимо от этих наблюдений Таунсенд и Бейли исследовали упругое рассеяние электронов в газах в диапазоне энергий электронов между 0,2 и 0,8 эВ и показали, что минимум рассеяния достигается при значении энергии около 0,39 эВ.

После проведения этих ставших классическими опытов было исследовано большое количество газов и паров для широкого интервала скоростей электронов. Характерной чертой поведения упругого рассеяния элек-

тронов, свойственной атомам всех инертных газов, явилось уменьшение рассеяния с уменьшением энергии электронов и практически полное исчезновение рассеяния вблизи энергии 1 эВ для более тяжелых инертных газов. Это явление, когда атомы инертного газа становятся как бы несуществующими для электронов, обладающих определенной энергией, и электроны пролетают сквозь них без столкновений, носит название **э ф ф е к т а Р а м з а у э р а - Т а у н с е н д а**.

Эффект Рамзауэра-Таунсенда необъясним с точки зрения классической теории, предсказывающей монотонное увеличение ослабления электронного потока с уменьшением скорости электронов, обусловленное увеличением времени взаимодействия электрона с атомом. Интерпретировать наблюдаемое аномальное рассеяние электронов оказалось возможным только с привлечением квантовой механики. Эффект считается одним из фундаментальных экспериментальных доказательств наличия у электронов волновых свойств.

Ц е л ь р а б о т ы: изучение квантовой природы эффекта Рамзауэра-Таунсенда; экспериментальное определение значений энергии электронов, соответствующих максимальному и минимальному значениям эффективного сечения упругого рассеяния электронов на атомах ксенона; вычисление размеров (глубины и ширины) потенциальной ямы атома ксенона; определение его потенциала ионизации.

Эффективное поперечное сечение упругого рассеяния электронов на атомах газа

При прохождении через газовую среду электроны сталкиваются с атомами газа. В зависимости от энергии электронов различают упругие и неупругие столкновения.

Упругие столкновения не сопровождаются изменением внутренней энергии атомов газа. Доля кинетической энергии, передаваемой при упругом столкновении электроном атому или наоборот, по порядку величины равна отношению масс электрона и атома, т.е. $(m_e/m_{am}) \sim 10^{-4}$, поэтому такое столкновение происходит практически без изменения кинетической энергии электрона, меняется лишь направление его движения. Упругие столкновения проявляются при наличии электронов с кинетической энергией до единиц эВ, такие электроны носят название “медленных” электронов.

Столкновения, в результате которых внутренняя энергия атома и кинетическая энергия электрона изменяются, называются неупругими. При неупругих столкновениях первого рода электрон отдает часть своей энергии на возбуждение или ионизацию атома, при этом его кинетическая энергия уменьшается. В результате неупругих столкновений второго рода электрону передается часть энергии возбуждения атома или вся эта энергия, поэтому такого вида столкновения могут происходить лишь между электронами и атомами в возбужденном состоянии. Неупругие столкновения первого рода имеют место, если налетающие электроны имеют достаточную для возбуждения атома кинетическую энергию (десятки или сотни эВ), в этом случае их называют “быстрыми” электронами.

Столкновение электрона с отдельным атомом является случайным событием с конкретным результатом, имеющим определенную вероятность. Эту вероятность столкновения можно характеризовать с помощью величины, носящей название эффективного сечения рассеяния электрона. При моделировании процесса рассеяния электрон считается точечной частицей, а атом газа рассматривается в виде воображаемого шара с площадью поперечного сечения σ , численно равной вероятности столкновений электрона с одним из атомов. Значение величины σ для одного и того же атома различно для разных процессов, и для процесса

упругого рассеяния она выбирается такой, что при попадании в круг площадью σ электрон отклоняется от своего первоначального направления.

Если электрон попадает на площадку S слоя толщиной dx газа с концентрацией атомов n_0 , то в направлении движения электрона находится число атомов газа, равное $n_0 S dx$, а сумма поперечных сечений упругих столкновений электрона с атомами газа равна $dS = \sigma n_0 S dx$. Тогда вероятность столкновения электрона с одним из атомов в слое dx равна

$$dP = dS/S = \sigma n_0 dx. \quad (1)$$

Если столкновения электрона с атомами происходят независимо друг от друга, то вероятность события растет пропорционально x . Длина пути $\langle l \rangle$, при которой эта вероятность равна единице, называется средней длиной свободного пробега. Она связана с эффективным сечением рассеяния соотношением

$$\langle l \rangle = 1/(\sigma n_0) \quad (2)$$

и характеризует длину пути, который в среднем проходит электрон, прежде чем произойдет его столкновение с атомом газа.

Эффективное сечение рассеяния σ достаточно просто связать с экспериментально определяемым коэффициентом ослабления μ электронного потока в газе. Так как ослабление электронного потока в газе происходит за счет его рассеяния при столкновениях с атомами газа, то коэффициент ослабления μ численно равен коэффициенту рассеяния потока электронов, который определяется как число столкновений электрона с атомами на единичной длине газовой среды. Поэтому при прохождении слоя dx газа величина рассеянной плотности потока электронов dI равна числу столкновений электронов пучка с атомами газа в этом слое:

$$dI(x) = -\mu I(x)dx. \quad (3)$$

С другой стороны, величина рассеянной плотности потока электронов определяется вероятностью упругих столкновений (1):

$$dI(x) = -I(x)dP = -I(x)\sigma n_0 dx, \quad (4)$$

где знак минус учитывает ослабление электронного потока.

Из сравнения (3) и (4) видно, что

$$\mu = \sigma n_0. \quad (5)$$

Плотность электронного потока $I(x)$ на выходе из газовой среды толщиной x связана с плотностью электронного потока на входе в среду $I(0)$ соотношениями

$$I(x) = I(0) \exp(-\mu x) = I(0) \exp(-\sigma n_0 x) = I(0) \exp(-x/\langle l \rangle). \quad (6)$$

Поэтому по данным измерения плотности электронного потока можно вычислить эффективное поперечное сечение рассеяния

$$\sigma = \frac{1}{n_0 x} \ln \frac{I(0)}{I(x)} \quad (7)$$

и среднюю длину свободного пробега электрона в газе

$$\langle l \rangle = \frac{1}{x} \ln \frac{I(0)}{I(x)}. \quad (8)$$

Эффективное поперечное сечение упругого рассеяния электронов в

газе сильно зависит от скорости электронов (их кинетической энергии). При движении электрона вблизи атома электрическое поле электрона смещает электронную оболочку атома относительно ядра, в результате чего атом приобретает дипольный момент. Потенциальное поле этого наведенного диполя вызывает притяжение между электроном и атомом, приводящее к изменению траектории движения электрона. Чем медленнее движутся электроны, тем большее время они находятся в потенциальном поле атома и тем большее изменение направления движения будет иметь место. Иными словами, электроны с большей кинетической энергией будут рассеиваться атомами так же, как электроны с меньшей энергией, если они будут пролетать на меньших расстояниях от атома, то есть эффективное сечение рассеяния будет монотонно уменьшаться с увеличением кинетической энергии налетающих электронов.

Однако экспериментальные измерения коэффициентов ослабления электронного потока, проходящего через различные газы, дают совершенно иные результаты. Характерной особенностью кривых зависимости ослабления электронного потока (или эффективного сечения упругого рассеяния) от скорости электронов, приведенных на рис. 1, является их большое разнообразие в отношении размеров и форм, а также заметная аналогия для сходных атомов, например, атомов тяжелых инертных газов, с одной стороны, и паров щелочных металлов - с другой. Более того, для атомов тяжелых инертных газов (аргона, криптона, ксенона) кривые имеют резко выраженный провал при малых значениях скорости электронов. В этом заключается эффект Рамзауэра-Таунсенда.

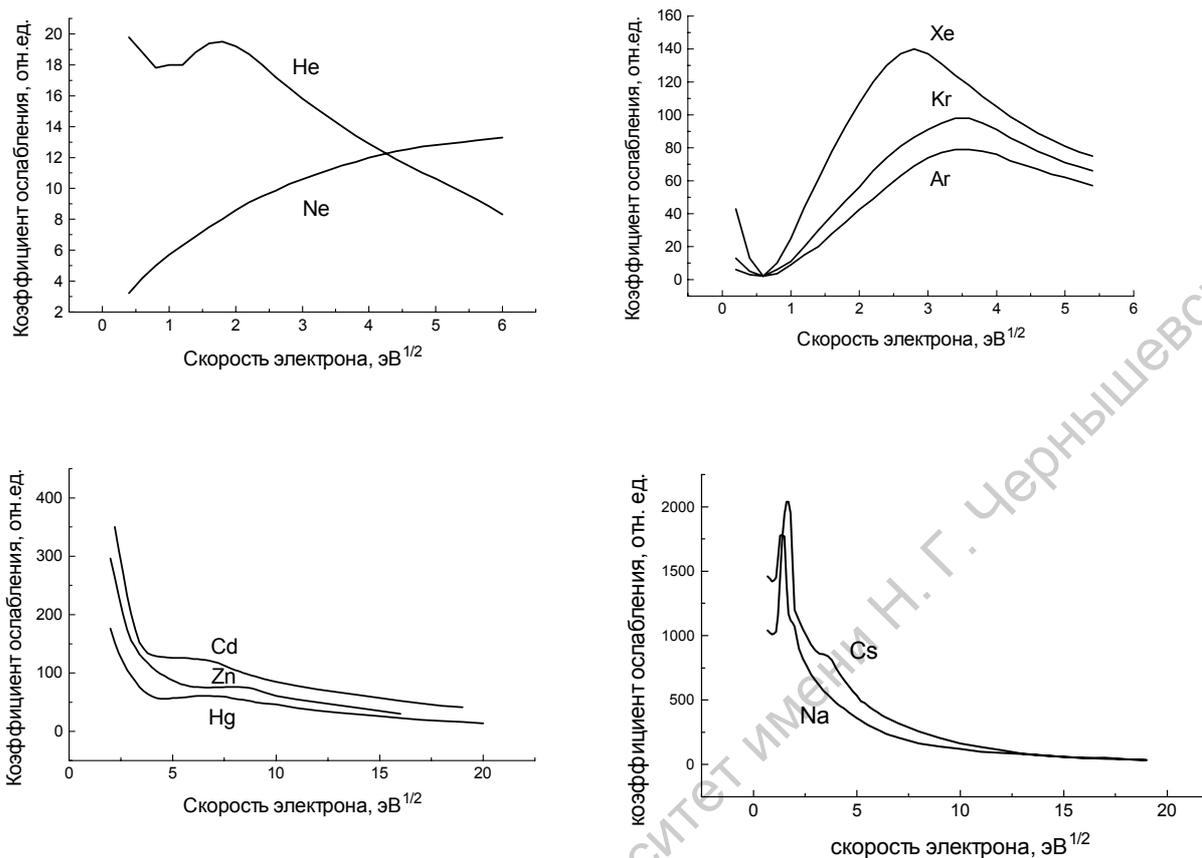


Рис. 1. Наблюдаемые зависимости эффективных сечений рассеяния от скорости электрона.

Квантово-механическое рассмотрение эффекта Рамзауэра-Таунсенда

Объяснение эффекта Рамзауэра-Таунсенда возможно на основе квантово-механического рассмотрения закономерностей поведения стационарных электронных пучков. В квантовой механике для определения количества электронов в некотором объеме или определения количества электронов, проходящих в единицу времени через единичную площадку, необходимо ввести предположение о наличии некоторой волны (в о л н ы д е Б р о й л я), амплитуда и фаза которой в данный момент времени описывается некоторой комплексной функцией положения $\psi(x, y, z, t)$, носящей название волновой функции. Квадрат модуля волновой функции опре-

деляет вероятность нахождения электрона в момент времени t в элементарном объеме $d\tau$.

$$|\psi(x,y,z,t)|^2 d\tau \quad (9)$$

или среднее число электронов в достаточно большом объеме τ

$$\int |\psi(x,y,z,t)|^2 d\tau, \quad (10)$$

где интегрирование производится по объему τ . Необходимо отметить, что величина $|\psi(x,y,z,t)|^2 d\tau = \psi(x,y,z,t) \psi^*(x,y,z,t) d\tau$ определяет вероятность обнаружения электрона в элементарном объеме $d\tau$ при осуществлении данного опыта.

Число электронов, проходящих за единицу времени через единичную площадку, определяется вектором плотности потока вероятности \mathbf{j}

$$\mathbf{j} = \frac{i\hbar}{2m} (\psi \text{grad} \psi^* - \psi^* \text{grad} \psi), \quad (11)$$

где i – мнимая единица, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ – приведенная постоянная Планка, m – масса электрона. Величина \mathbf{j} дает информацию о движении электронов, показывая направление, в котором наиболее интенсивно перемещается вероятность нахождения электрона, то есть во всех точках пространства величина $(\mathbf{j} dS)dt$ определяет вероятность того, что за время dt через элемент поверхности dS пройдет один электрон.

Смысл величин, определенных выражениями (9)-(11), раскрывается в эксперименте, когда производится N измерений для электрона в одном и том же состоянии. При больших N величина $|\psi(x,y,z,t)|^2 \sim \Delta N^2/N$, $|\mathbf{j}| \sim \Delta N^2/N$, где ΔN^2 – число электронов, обнаруженных в момент времени t в

единичном объеме вблизи точки (x,y,z) , а ΔN^j – число электронов, прошедших в направлении вектора \mathbf{j} через перпендикулярную к нему единичную площадку за единицу времени.

Волновая функция $\psi(x,y,z,t)$ может быть найдена путем решения дифференциального уравнения в частных производных, называемого уравнением Шредингера,

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U\Psi, \quad (12)$$

где ∇^2 – оператор Лапласа (в декартовой системе координат $\nabla^2 = (\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2)$), $U(x,y,z)$ – потенциальная функция поля взаимодействия электрона с окружающими объектами. Уравнение (12) при заданной потенциальной функции $U(x,y,z)$ имеет множество решений, соответствующих множеству возможных начальных состояний электрона, однако $\psi(x,y,z,t)$ определяется однозначно при заданных начальном и краевых условиях.

Среди множества решений (12) особый интерес представляют волновые функции вида

$$\psi(x,y,z,t) = \psi(x,y,z) \exp(-i\omega t), \quad \omega = \text{const}, \quad (13)$$

где ω – круговая частота, описывающие стационарные состояния электрона. Волновые функции вида (13) являются решениями уравнения Шредингера (12), если функция $\psi(x,y,z)$ удовлетворяет уравнению

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\psi = 0, \quad (14)$$

где $E = \hbar \omega$ согласно идеям де Бройля есть полная энергия электрона. Таким образом, в стационарных состояниях $E = \text{const}$, а зависимость $\psi(x, y, z, t)$ от времени сводится к наличию гармонического комплексного множителя $\exp(-i\omega t)$. Уравнение (14) носит название уравнения Шредингера для стационарных состояний и его решение позволяет найти волновые функции $\psi_n(x, y, z)$, определяющие вероятность местоположения частицы в стационарных состояниях, и значения полной энергии E_n электрона в этих состояниях. В стационарных состояниях величины (9)-(11), то есть наблюдаемые физические параметры, не меняются с течением времени.

Из оптики известно, что в однородной изотропной среде с показателем преломления n любая монохроматическая волна, характеризующаяся амплитудой ψ и длиной волны $\lambda = \lambda_0/n$, где λ_0 – длина волны в вакууме, должна удовлетворять волновому уравнению

$$\nabla^2 \psi + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \psi = 0. \quad (15)$$

Сопоставляя (14) и (15), можно видеть, что пучок электронов с заданной энергией E , распространяющийся в потенциальном поле $U(x, y, z)$, может быть представлен в виде монохроматической волны с длиной волны λ , равной

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m(E-U)}}, \quad (16)$$

которая зависит от величины потенциала U . Иными словами, пучок электронов, попадая в область взаимодействия с потенциальным полем U , бу-

дет вести себя как монохроматическая волна с частотой $\omega = \frac{E}{\hbar}$ в однородной изотропной среде с показателем преломления n , который определяется выражением

$$n^2 = \frac{2mc^2}{\hbar^2 \omega^2} (E - U). \quad (17)$$

В одномерном случае, когда потенциал U зависит только от одной координаты, т.е. $U=U(x)$, уравнение (14) сводится к уравнению в обыкновенных производных:

$$\frac{d^2 \Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(x)] \Psi = 0, \quad (18)$$

которое просто решается в случае, если потенциал $U(x)$ принимает постоянные значения в соседних областях, а на их границах испытывает скачок. Таких прямоугольных потенциалов в природе не существует, так как они подразумевают существование бесконечных сил в точках их скачков, тем не менее их рассмотрение дает относительно грубое представление о многих действительных физических системах.

В области, где $U(x) = \text{const}$, общее решение уравнения (18) имеет вид

$$\psi(x) = A \exp(ikx) + B \exp(-ikx),$$

где $k = \sqrt{2m(E-U)/\hbar^2}$, A и B – постоянные. С учетом (13) волновая функция, соответствующая электронному пучку, принимает вид

$$\psi(x,t) = A \exp[i(kx - \omega t)] + B \exp[-i(kx + \omega t)], \quad (19)$$

где первый член описывает волну, бегущую в направлении оси x , а второй – волну, бегущую в противоположном направлении.

При переходе от одной области с потенциалом $U_1(x)$ к другой, характеризующейся потенциалом $U_2(x)$, изменение $U(x)$ приводит, с одной стороны, к изменению k и, согласно (16), к изменению длины волны λ , и, с другой стороны, для электронной волны эти две области будут иметь разные показатели преломления и по аналогии с френелевским отражением света на границе двух сред с разными показателями преломления электронная волна также будет испытывать частичное отражение на границе двух областей с разными U .

Рассмотрим случай, когда потенциал испытывает один скачок в точке $x=0$. В области 1 ($x<0$) потенциал имеет значение $U_1(x)$, а в области 2 ($x>0$) потенциал равен $U_2(x)$. Предположим, что электроны с некоторой энергией E переходят из области 1 в область 2. Если $E > U_1, U_2$, то с точки зрения классической физики в точке $x=0$ ни один электрон не отразится. Квантовая механика дает другой результат.

В области 1 перед скачком потенциала волновая функция $\psi_1(x)$, являющаяся решением уравнения (18), будет содержать два слагаемых, первое из которых соответствует падающему потоку электронов, а второе – отраженному от границы раздела двух сред:

$$\psi_1(x) = A_1 \exp(ik_1x) + B_1 \exp(-ik_1x), \quad (20)$$

где $k_1 = \sqrt{2m(E+U_1)}/\hbar$, $\lambda_1 = 2\pi/k_1 = 2\pi\hbar/\sqrt{2m(E+U_1)}$.

В области 2 за скачком потенциала решение (18) содержит только одно слагаемое, соответствующее прошедшей волне:

$$\psi_2(x) = A_2 \exp(ik_2x), \quad (21)$$

где $k_2 = \sqrt{2m(E+U_2)/\hbar^2}$, $\lambda_2 = 2\pi/k_2 = 2\pi\sqrt{\hbar^2/(2m(E+U_2))}$. Постоянные A_1 , B_1 и A_2 должны быть определены из граничных условий, согласно которым волновая функция и ее первая производная непрерывны в точке $x=0$:

$$\begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0); \\ \left. \frac{d\psi_1}{dx} \right|_{x=0} &= \left. \frac{d\psi_2}{dx} \right|_{x=0}, \end{aligned} \quad (22)$$

откуда

$$\begin{aligned} \frac{B_1}{A_1} &= \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}, \\ \frac{A_2}{A_1} &= \frac{2k_1}{k_1 + k_2}. \end{aligned} \quad (23)$$

Величины B_1/A_1 и A_2/A_1 представляют собой амплитудные коэффициенты отражения и пропускания электронной волны на границе раздела двух областей, где имеет место скачок потенциала. Из (23) видно, что в случае $k_2 > k_1$ ($U_2 > U_1$) амплитуды отраженной и падающей волн имеют разные знаки, то есть при отражении от поверхностей с прямоугольным скачком потенциала происходит изменение фазы волновой функции на π аналогично тому, что имеет место в оптике при отражении света от среды с большим показателем преломления.

Плотность потока электронов Φ может быть выражена через их концентрацию N_e и скорость v , которые, в свою очередь, пропорциональны: $N_e \sim |\psi|^2$, $v \sim k$; тогда

$$\Phi = N_e v \sim |\psi|^2 k$$

и мы можем найти доли прошедшей T_e и отраженной R_e плотности потока электронов:

$$T_e = \frac{|\psi_{tr}|^2 k_2}{|\psi_{in}|^2 k_1} = \frac{|A_2|^2 k_2}{|A_1|^2 k_1} = \frac{4k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2},$$

$$R_e = \frac{|\psi_{re}|^2 k_1}{|\psi_{in}|^2 k_1} = \frac{|B_1|^2 k_1}{|A_1|^2 k_1} = \frac{(k_1 - k_2)^2}{(k_1 + k_2)^2} \quad (24)$$

где ψ_{in} , ψ_{re} и ψ_{tr} - волновые функции соответственно для падающей, отраженной и прошедшей электронных волн.

Следует еще раз подчеркнуть, что свойство частиц отражаться от областей с резким скачком потенциала является чисто квантово-механическим эффектом. Оно вытекает из волновых свойств материи и не может быть объяснено в классической физике.

Квантово-механический эффект отражения электронного потока от поверхностей со скачком потенциала позволяет объяснить эффект Рамзауэра-Таунсенда. Электроны при движении в газе попадают в область их взаимодействия с атомами тяжелых благородных атомов. Потенциальное поле наведенного дипольного момента атома приближенно можно представить как потенциальную яму, образованную двумя скачками потенциала. Схематично потенциальная яма вместе с изображением атома-мишени приведена на рис. 2. Проходящая через потенциальную яму электронная волна дважды частично отражается от ее стенок, при этом отраженные электронные волны могут интерферировать между собой, при подходящих условиях усиливая или ослабляя отраженный электронный пучок. Модель прямоугольной потенциальной ямы является хорошим приближением для атомов тяжелых инертных газов, отличающихся наиболее компактной структурой и резкой внешней границей, причем крутизна ямы увеличивается с ростом атомного номера, поэтому эффект Рамзауэра-Таунсенда наиболее ярко выражен у ксенона.

Рассмотрим одномерную прямоугольную потенциальную яму глубиной U_0 и шириной $2a$ (рис. 2).

Для одномерной потенциальной ямы имеем:

$$U_1 = 0, \quad \text{если } x < -a;$$

$$U(x) = U_2 = -U_0, \quad \text{если } -a \leq x \leq a;$$

$$U_3 = 0, \quad \text{если } x > a.$$

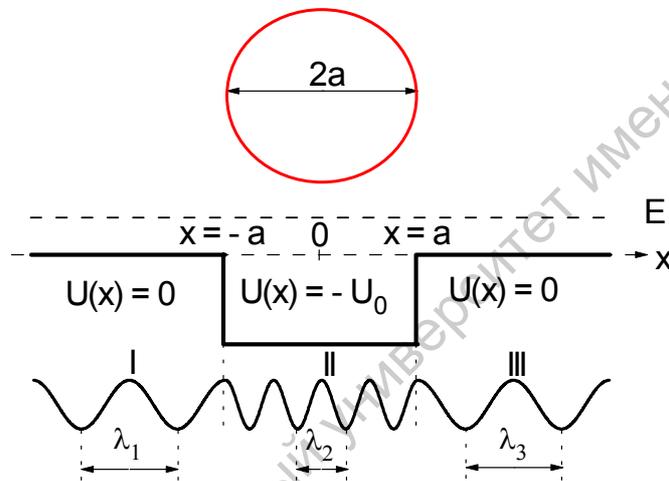


Рис. 2. Распределение потенциала $U(x)$ и решение уравнения (16) в виде волн с разной длиной волны в области атома-мишени диаметром $2a$ (одномерная модель).

В области I решение уравнения (16) имеет вид:

$$\psi_I(x) = A_1 \exp(ik_1 x) + B_1 \exp(-ik_1 x),$$

где $k_1 = \sqrt{2mE}/\hbar$, $\lambda_1 = 2\pi/k_1 = 2\pi\hbar/\sqrt{2mE}$, первое слагаемое соответствует падающему потоку электронов, а второе – отраженному от передней стен-

ки ямы.

В области II решение уравнения (16) также содержит два слагаемых (прошедший через переднюю стенку ямы и отраженный от задней стенки ямы потоки электронов):

$$\psi_2(x) = A_2 \exp(ik_2x) + B_2 \exp(-ik_2x),$$

где $k_2 = \sqrt{2m(E+U_0)/\hbar^2}$, $\lambda_2 = 2\pi/k_2 = 2\pi\hbar/\sqrt{2m(E+U_0)}$.

В области III решение содержит только одно слагаемое, соответствующее прошедшей волне:

$$\psi_3(x) = A_3 \exp(ik_3x),$$

где $k_3 = k_1$, $\lambda_3 = \lambda_1$.

Коэффициенты A_1 , B_1 и A_2 , определяемые из условий непрерывности волновой функции и ее производной на передней границе потенциальной ямы (в точке $x = -a$), позволяют по формулам (23) найти амплитуды прошедшей через переднюю границу потенциальной ямы и отраженной от нее электронных волн. Аналогично условия непрерывности волновой функции и ее производной во второй точке скачка потенциала ($x = a$) позволяют определить амплитуды B_2 электронной волны, отраженной от второй границы потенциальной ямы, и A_3 электронной волны, прошедшей потенциальную яму.

$$\begin{aligned} \frac{B_2}{A_2} &= \frac{k_2 - k_3}{k_2 + k_3} = \frac{k_2 - k_1}{k_2 + k_1}, \\ \frac{A_3}{A_2} &= \frac{2k_2}{k_2 + k_3} = \frac{2k_2}{k_2 + k_1}. \end{aligned} \quad (25)$$

Отраженные от двух границ потенциальной ямы электронные волны, характеризующиеся приблизительно равными амплитудами B_1 и B_2 и отличающиеся по фазе на π , в результате интерференции могут практически погасить друг друга, если разность хода между ними равна удвоенной ширине потенциальной ямы, то есть если выполняется условие:

$$4a = \lambda_2 = 2\pi\sqrt{\hbar^2/2m(E_0+U_0)} , \quad (26)$$

где E_0 – кинетическая энергия электронов, при которой электронный поток ведет себя так, как если бы рассеяние электронов отсутствовало бы, то есть то значение энергии, при котором наблюдается эффект Рамзауэра-Таунсенда.

С другой стороны, если разность хода между отраженными от двух стенок потенциальной ямы электронными волнами увеличится на полволны, то есть будет выполняться условие:

$$4a = \frac{3}{2}\lambda_2 = \frac{3}{2}2\pi\sqrt{\hbar^2/2m(E_1+U_0)} , \quad (27)$$

то произойдет усиление отраженной от потенциальной ямы электронной волны. Другими словами, при значении кинетической энергии электронов E_1 наблюдается максимум рассеяния электронного потока в газе.

Приведенная выше модель объясняет в общих чертах эффект Рамзауэра-Таунсенда. Полученные выражения являются приближенными. Более строгое рассмотрение эффекта требует анализа углового распределения рассеянного электронного потока, который возможен только с привлечением аппарата квантовой механики.

Величины E_0 и E_1 , входящие в выражения (26), (27), являются измеряемыми. Поэтому экспериментально определенные значения E_0 и E_1 по-

зволяют оценить параметры потенциальной ямы согласно приведенным ниже выражениям, легко получаемым из соотношений (26), (27):

$$U_0 = 0,8E_1 - 1,8E_0, \quad (28)$$

$$2a = \pi \sqrt{h^2 / 1,6m(E_1 - E_0)}. \quad (29)$$

Описание установки

В данной работе эффект Рамзауэра-Таунсенда на атомах ксенона исследуется с помощью тиратрона ТГЗ-0,1/1,3, заполненного ксеноном при низком давлении. Конструктивно в тиратроне (рис. 3) первая сетка выполнена в виде коробки (1), внутри которой размещены катод (2), имеющий нитевидную структуру, и анод (6), выполненный в виде прямоугольной вытянутой пластинки, расположенной параллельно катоду. В коробке имеются две перегородки, в которых проделаны щели (3) и (5), параллельные катоду и аноду. Между этими двумя перегородками со щелевыми отверстиями расположена вторая сетка (4), представляющая собой две параллельные пластины. Если обе сетки соединить между собой, а между катодом и соединенными сетками приложить ускоряющее напряжение, величина которого меньше первого потенциала возбуждения ксенона, то ускоренные электроны, пройдя первую щель, далее в пространстве между второй сеткой и второй щелью движутся с постоянной скоростью и попадают на анод. На всем пути электроны претерпевают упругие столкновения с атомами ксенона. Чем больше эффективное сечение рассеяния σ , тем меньше анодный ток, поскольку рассеянные электроны попадают на сетки и поглощаются ими. Изменяя ускоряющее напряжение, можно по точкам построить вольтамперную характеристику тиратрона, приведенную на рис.4.

Она, согласно формуле (7), представляет собой обратную зависимость эффективного сечения упругого рассеяния электронов от их энергии: максимум тока при энергии E_0 соответствует минимуму сечения рассеяния (эффект Рамзауэра-Таунсенда), а минимум тока при E_1 – максимуму эффективного сечения.

Определив по вольтамперной характеристике значения E_0 и E_1 , можно по формулам (28), (29) вычислить глубину U_0 и размер $2a$ потенциальной ямы.

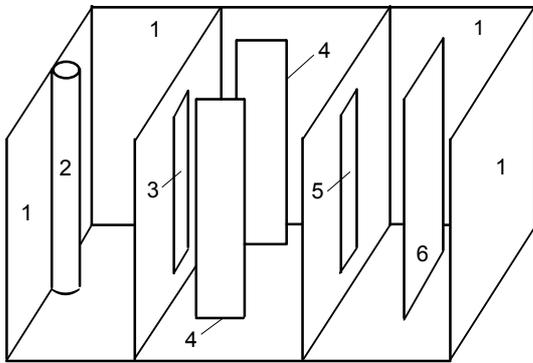


Рис. 3. Конструкция тиратрона.

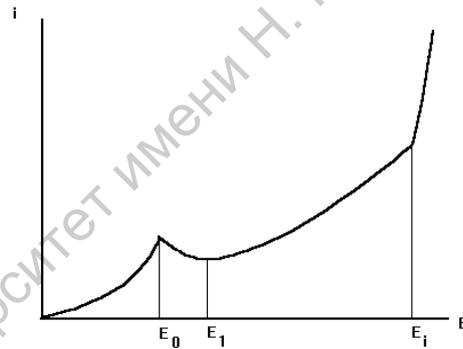


Рис. 4. Вольтамперная характеристика тиратрона.

Крутой излом вольтамперной характеристики, наступающий при дальнейшем увеличении ускоряющего напряжения (точка E_i), связан с началом ионизации атомов ксенона электронными ударами. Появление в процессе ударной ионизации положительных ионов приводит к частичной компенсации объемного отрицательного заряда возле катода и уменьшению запирающего действия этого заряда, в результате чего увеличивается анодный ток.

Другой метод исследования эффекта Рамзауэра-Таунсенда основан на анализе осциллограмм анодного тока при подаче на сетки периодически меняющегося напряжения.

В данной работе используется синусоидальное напряжение звуковой частоты, которое создает пульсации тока в положительные полупериоды. В отрицательные полупериоды ток через тиратрон не течет. Пока амплитудное значение напряжения в вольтах не превышает величину E_0 , выраженную в электрон-вольтах, пульсация тока имеет наиболее простую, приблизительно синусоидальную форму (рис. 5а). Дальнейшее увеличение амплитуды напряжения приводит к появлению на возрастающей и ниспадающей ветвях пульсации тока четко выраженных пиков Рамзауэра, появляющихся в те моменты времени, когда напряжение проходит через значение E_0 (рис. 5б). Как только амплитудное значение напряжения становится больше величины E_1 , в середине пульсации вместо максимума начинает формироваться минимум (рис. 5в). Превышение амплитудным значением напряжения величины энергии ионизации E_i приводит к резкому излому перед серединой пульсации (рис. 5г), обусловленному ионизационным усилением тока.

Очевидно, амплитудные значения напряжений, при которых осциллограммы пульсаций анодного тока имеют форму, промежуточную между *а* и *б*, *б* и *в*, *в* и *г* (рис. 5), будут равны соответственно E_0 , E_1 и E_i .

Определив E_0 и E_1 , можно по формулам (28), (29) вычислить глубину (U_0) и размер ($2a$) потенциальной ямы.

Установка конструктивно состоит из трех блоков. Блока I служит для измерения вольтамперной характеристики тиратрона ТГЗ-0,1/1,3, размещенного внутри него. На рис.6 изображена передняя панель этого блока, на которую вынесены: сетевой выключатель 1 с индикаторной лампочкой, переключатель 2 режимов подачи постоянного (левое

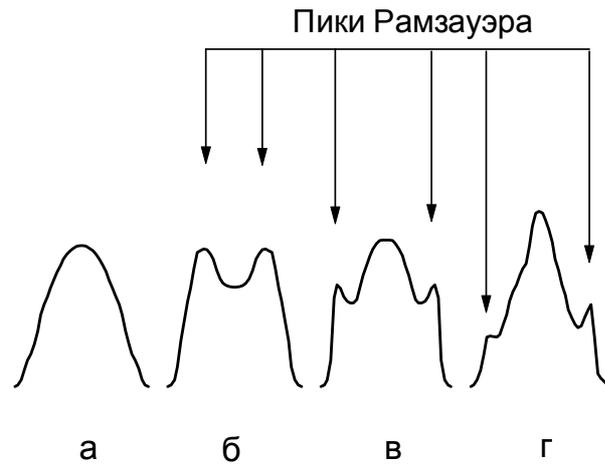


Рис. 5. Осциллограммы пульсаций анодного тока тиратрона.

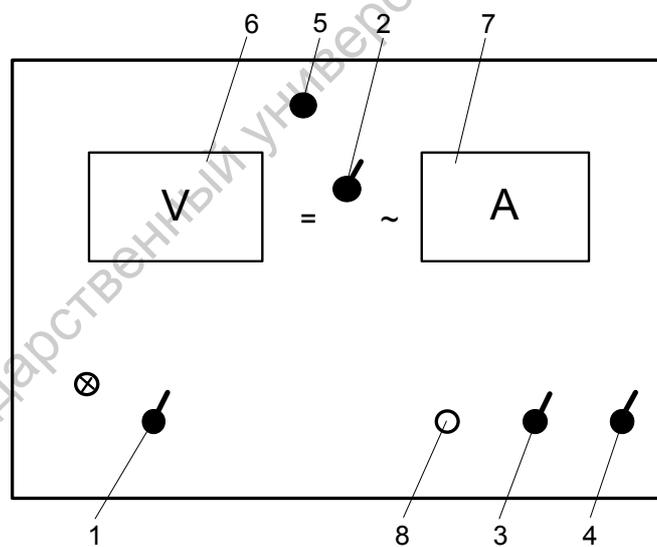


Рис.6. Передняя панель блока для измерения вольтамперной характеристики тиратрона

положение переключателя) или переменного (правое положение переключателя) напряжения смещения на сетку тиратрона, выключатели 3 и 4, ручка регулятора напряжения 8, вольтметр 6, шкалы которого имеют предел измерений напряжения 15 В, микроамперметр 7 и ручка установки ну-

ля микроамперметра 5. Генератор переменного напряжения звуковой частоты ГЗ-7А (блок II) и осциллограф С1-118 (блок III) используются в осциллографическом методе.

Задание 1. Определение значений энергии электронов, соответствующих минимуму и максимуму эффективного сечения рассеяния электронов на атомах ксенона, определение энергии ионизации атома ксенона, определение параметров потенциальной ямы, соответствующей энергии взаимодействия электрона с атомом ксенона, методом измерения вольтамперной характеристики тиратрона.

Порядок выполнения задания.

1. Включить тумблер 1 блока I. При этом должна загореться индикаторная лампочка “Сеть”.

2. Перевести переключатель 2 в положение “=” (левое положение).

3. Переключатель 3 перевести в положение “Вкл”.

4. Переключатель 4 перевести в положение “Вкл”.

5. Ручкой 5 выставить стрелку микроамперметра на нуль.

6. Увеличивая ручкой 8 напряжение на тиратроне, снять вольтамперную характеристику тиратрона, имеющую вид зависимости, приведенной на рис.4.

7. По снятой вольтамперной характеристике определить значения энергии электронов E_0 , E_I и E_i . Ввести поправку на контактную разность потенциалов (для используемого тиратрона она составляет величину 0,4 В, поэтому из полученных экспериментально значений E_0 , E_I и E_i необходимо вычесть это значение).

8. По формулам (28), (29) рассчитать глубину U_0 и диаметр $2a$ потенциальной ямы, соответствующей энергии взаимодействия электрона с атомом ксенона.

9. Перевести ручку 8 в крайне левое положение. Выключить тумблер

1 блока I.

Задание 2. Определение значений энергии электронов, соответствующих минимуму и максимуму эффективного сечения рассеяния электронов на атомах ксенона, определение энергии ионизации атома ксенона, определение параметров потенциальной ямы, соответствующей энергии взаимодействия электрона с атомом ксенона, осциллографическим методом.

Порядок выполнения задания.

1. Включить тумблер 1 блока I. При этом должна загореться индикаторная лампочка “Сеть”.

2. Перевести переключатель 2 в положение “~” (правое положение).

3. Переключатель 3 перевести в положение “Выкл”.

4. Переключатель 4 перевести в положение “Выкл”.

5. Проверить правильность подсоединения генератора сигналов ГЗ-7А (блок II). Он служит для подачи переменного напряжения на тиратрон. Перед проведением измерений необходимо убедиться, что:

а) сетевой выключатель “~” находится в положении “Выкл”;

б) выключатель “Генератор” находится в положении “Выкл”;

в) переключатель “Пределы вольтметра” находится в положении “3 V”;

г) ручки регулировки уровня сигнала “Грубо” и “Плавно” находятся в крайнем левом положении;

д) переключатель “Диапазоны” находится в положении “A Hz×10”;

е) визир индикатора “Частота” установлен на деление 30 по шкале A, в этом случае рабочая частота будет равна 300 Гц;

ж) переключатель “Выход” находится в положении “Внешний выход”;

з) штекер кабеля связи между блоками I и II находится в положении “0-30 V, 1000 Ω”.

6. Проверить правильность подсоединения осциллографа С1-118 (блк III). Он служит для изучения эпюр пульсаций анодного тока тиратрона. Перед проведением измерений необходимо убедиться, что:

а) выключатель “Сеть” находится в выключенном состоянии (отжатое состояние);

б) кнопки “YI” (в нижней части передней панели), “YI / YII” и “ $\mu s / ms$ ” (в правой части передней панели) находятся в утопленном состоянии; остальные кнопки находятся в отжатом состоянии;

в) штекер кабеля для подачи исследуемого сигнала вставлен в гнездо “YI” (левое гнездо);

г) штекер кабеля сигнала синхронизации вставлен в гнездо “Синхронизация”.

7. В случае правильной установки всех переключателей включить генератор сигналов (блок II), для чего переключатель “~” перевести в положение “Вкл” и через пять минут переключатель “Генератор” перевести в положение “Вкл”.

8. Включить осциллограф (блок III), для чего кнопку “Сеть” перевести в утопленное состояние.

9. Увеличивая уровень выходного сигнала генератора ручками “Грубо” и “Плавно”, исследовать форму осциллограмм пульсаций анодного тока тиратрона (рис. 5). Устойчивое наблюдение осциллограмм достигается переключателями “V/дел” и “Время/дел” и ручкой “Уровень” осциллографа. Измерить значения напряжения, при которых осциллограммы пульсаций анодного тока имеют форму, промежуточную между *a* и *б*, *б* и *в*, *в* и *г* (рис.5). Согласно приведенной выше методике измеренные значения напряжения (в вольтах) соответствуют энергиям электронов E_0 , E_1 и E_i (в электрон-вольтах).

10. Ввести поправку на контактную разность потенциалов (для используемого тиратрона она составляет величину 0,4 В, поэтому из полу-

ченных экспериментально значений E_0 , E_1 и E_i необходимо вычесть это значение).

11. По формулам (28), (29) рассчитать глубину U_0 и диаметр $2a$ потенциальной ямы, соответствующей взаимодействию электрона с атомом ксенона.

12. Перевести ручки блоков в исходное состояние. Выключить блоки.

Контрольные вопросы

1. Понятие эффективного сечения упругого столкновения электрона с атомом и его связь с коэффициентом ослабления электронного пучка.

2. В чем сущность эффекта Рамзауэра-Таунсенда?

3. Квантово-механическое описание движения электрона в области прямоугольной потенциальной ямы.

4. Объяснение эффекта Рамзауэра-Таунсенда на одномерной модели. Условие отсутствия упругого рассеяния электронов.

5. Вывести приближенные соотношения, связывающие глубину U_0 и ширину $2a$ потенциальной ямы с энергиями минимального E_0 и максимального E_1 рассеяния электронов на атомах ксенона.

6. Объяснить сущность методов исследования эффекта Рамзауэра-Таунсенда с использованием тиратронов.

Литература

Матвеев А.Н. Атомная физика. М. 1989.

Мотт Н., Меси Г. Теория атомных столкновений. М., Мир. 1969.

Тейлор Дж. Теория рассеяния. М., Мир. 1975.

Практикум по атомной физике. По ред. Л.И.Киселевского. Мн.: Университетское. 1989.

ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ АТОМОВ ЩЕЛОЧНЫХ И ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Введение

Серии, наблюдаемые в спектрах одновалентных атомов, объясняются снятием вырождения относительно орбитального квантового числа l : уровни энергии с заданным главным квантовым числом n и различными l в атомах щелочных металлов становятся неравными. Число этих уровней вполне достаточно для того, чтобы объяснить все серии атомов с одним валентным электроном, однако это недостаточно для объяснения тонкой структуры линий в спектре этих атомов.

Структура уровней энергии и спектральных линий связана с тем, что электрон обладает собственным моментом количества движения (спином) и собственным магнитным моментом, причем этот момент взаимодействует с орбитальным моментом. Дополнительная энергия атома за счет спин-орбитального взаимодействия и приводит к расщеплению уровней энергии.

Ц е л ь р а б о т ы: изучение тонкой структуры уровней энергии и спектров атомов щелочных и щелочноземельных элементов; определение эффективного заряда и постоянной экранирования.

Квантование механических и магнитных моментов, квантовые числа

Согласно квантовой механике состояние электрона в атоме, а также самой атомной системы характеризуется значениями независимых друг от друга величин, число которых равно числу степеней свободы. Движение

электрона относительно ядра определяется тремя независимыми координатами, поэтому для определения его состояния необходимо задать значения трех независимых физических величин. Этими величинами являются энергия электрона E , момент количества движения P_l относительно ядра (так называемый орбитальный момент количества движения) и одна из проекций этого момента (обычно проекция по оси z) P_{lz} .

Релятивистские свойства электрона приводят к необходимости введения четвертой величины – собственного момента количества движения электрона P_s (спина электрона). Для учета спина электрона берется проекция собственного момента P_{sz} на ось z .

Заданием значений этих четырех величин (E, P_l, P_{lz}, P_{sz}) для всех электронов определяют состояние атомной системы. Возможные значения этих величин находят путем решения квантовомеханической задачи для атомной системы. Моменты и их проекции, а также энергия (при движении электрона внутри атома) принимают дискретные значения, то есть квантуются. Поэтому возможные значения указанных физических величин выражаются через квантовые числа – целые или полуцелые. В общем случае численные значения момента определяются соотношением

$$P_k = \frac{h}{2\pi} \sqrt{k(k+1)}, \quad (1)$$

где k - квантовое число, которое может принимать значения $0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \frac{5}{2}, \dots$; h - постоянная Планка. Проекции момента количества движения квантуются следующим образом:

$$P_{kz} = \frac{h}{2\pi} m_k, \quad (2)$$

где m_k - магнитное квантовое число для момента P_k , принимающее при заданном k $2k+1$ различных значений, а именно:

$$m_k = k, k-1, k-2, \dots, -(k-2), -(k-1), -k.$$

Квантование проекций механических моментов представляет собой пространственное квантование: момент может иметь только определенные ориентации относительно произвольно выбранного направления (в данном случае оси z).

Правила квантования (1) и (2) относятся как к отдельным элементарным частицам (например, электронам), так и к системам, состоящим из этих частиц. Квантовые числа, определяющие состояние отдельного электрона, обозначают прописными буквами, а определяющие состояние атомной системы – заглавными буквами.

Конкретные моменты и их проекции квантуются на основе формул (1) и (2).

О р б и т а л ь н ы й м о м е н т к о л и ч е с т в а д в и ж е н я можно представить в следующем виде:

$$P_l = \frac{h}{2\pi} \sqrt{l(l+1)}, \quad (3)$$

при заданном главном квантовом числе n орбитальное квантовое число принимает l различных значений: $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$; соответственно состояния электронов принято обозначать буквами s, p, d, f, \dots (это обозначение произошло от первых букв английских названий спектральных серий в спектрах щелочных металлов).

П р о е к ц и я о р б и т а л ь н о г о м о м е н т а представляется в виде:

$$P_{lz} = \frac{h}{2\pi} m_l, \quad (4)$$

где магнитное квантовое число для орбитального момента m_l при за-

данном l принимает $2l+1$ различных значений: $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$.

Собственный момент количества движения (спин) представляется в виде:

$$P_s = \frac{h}{2\pi} \sqrt{s(s+1)}, \quad (5)$$

где спиновое квантовое число $s = 1/2$.

Проекция собственного момента представляется в виде:

$$P_{sz} = \frac{h}{2\pi} m_s, \quad (6)$$

где магнитное спиновое квантовое число $m_s = \pm 1/2$.

Энергия электрона в атоме определяется приближенно главным квантовым числом n , которое принимает значения любых целых положительных чисел ($n = 1, 2, 3, \dots$).

Таким образом, физические величины, характеризующие состояние электрона в атоме, определяются квантовыми числами, при этом состояние каждого электрона в атоме определяется четырьмя квантовыми числами: n, l, m_l, m_s . Электроны с одинаковым главным квантовым числом n образуют электронный слой атома. Электроны с одинаковыми квантовыми числами n и l образуют электронную оболочку. Распределение электронов по слоям и оболочкам определяет электронную конфигурацию атома. Например, 8 электронов невозбужденного атома кислорода находятся в состояниях, образующих электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^4$. Числа справа сверху символов квантового числа l обозначают число электронов с данными значениями n и l .

С каждым механическим моментом связан магнитный момент. Квантование магнитных моментов и их проекций определяется квантованием соответствующих механических моментов и их проекций.

Отношение магнитного момента к соответствующему механическому моменту называется гиромагнитным отношением.

В общем виде соотношение между этими моментами можно записать следующим образом:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{P}, \quad (7)$$

где $\vec{\mu}$ и \vec{P} - векторы магнитного и механического моментов, γ - гиромагнитное отношение.

Векторная модель атома с одним валентным электроном.

Уровни энергии щелочных металлов

Орбитальный и собственный моменты электрона взаимодействуют между собой, как взаимодействуют два круговых тока. Энергия взаимодействия (так называемого спин-орбитального взаимодействия) двух магнитных моментов пропорциональна их скалярному произведению:

$$\Delta E \sim \vec{\mu}_l \vec{\mu}_s = \gamma_l \gamma_s \vec{P}_l \vec{P}_s, \quad (8)$$

где γ_l и γ_s - гиромагнитные отношения для орбитальных и спиновых моментов соответственно.

Моменты \vec{P}_l и \vec{P}_s складываются векторно в полный момент количества движения \vec{P}_j , то есть

$$\vec{P}_j = \vec{P}_l + \vec{P}_s. \quad (9)$$

Моменты \vec{P}_l и \vec{P}_s располагаются относительно друг друга только таким образом, чтобы согласно правилу квантования (1)

$$P_j = \frac{h}{2\pi} \sqrt{j(j+1)}, \quad (10)$$

где j – внутреннее квантовое число, принимающее следующие значения:

$$j = l + m_s \begin{cases} l + 1/2 & \text{при } l \neq 0 \\ 1/2 & \text{при } l = 0 \end{cases}. \quad (11)$$

Различные значения j при заданном l соответствуют различным взаимным ориентациям векторов \vec{P}_l и \vec{P}_s (или $\vec{\mu}_l$ и $\vec{\mu}_s$) и, следовательно, согласно формуле (8) различным величинам дополнительной энергии ΔE . Поэтому у атома с одним валентным электроном уровни энергии будут расщепляться на два подуровня. Эта структура уровней, возникающая в результате спин-орбитального взаимодействия, называется тонкой структурой уровней энергии, которая, в свою очередь, приводит к тонкой структуре спектральных линий.

Состояние атома щелочных металлов определяется состоянием одного внешнего валентного электрона, так как сумма моментов электронов заполненных внутренних оболочек равна нулю. Поэтому уровни энергии атомов щелочных металлов будут дублетными (двойными) за исключением S-уровня ($L=0$).

Для описания состояния атома и уровней энергии применяются следующие обозначения:

$$n^{2S+1}L_J, \quad (12)$$

где n – главное квантовое число; L – буквенное обозначение орбитального квантового числа для атома ($L=S, P, D, F, \dots$); $2S+1$ – число, определяющее мультиплетность уровня, S – спиновое квантовое число; J – внутреннее квантовое число. В случае атома с одним валентным электроном кванто-

ые числа L, S, J совпадают с квантовыми числами l, s, j электрона. Поэтому $2S+I=2$ (так как $s=1/2$), т.е. уровни расщепляются на два подуровня. Следует отметить, что хотя S-уровни ($L=0$) являются одиночными, однако они относятся к системе дублетных состояний и в символе уровня мультиплетность равна 2.

Состояние атома с наименьшей энергией называется основным или нормальным. Остальные состояния с большей энергией являются возбужденными.

Атом может переходить из одного энергетического состояния в другое с испусканием или поглощением кванта электромагнитной энергии только в том случае, если при таком переходе удовлетворяются следующие правила отбора, определяющие дозволённые изменения квантовых чисел при переходах с излучением или поглощением электромагнитной энергии:

$$\begin{aligned}\Delta L &= \pm 1; \\ \Delta J &= 0, \pm 1; \text{ (кроме перехода: } 0 \rightarrow 0); \\ \Delta S &= 0.\end{aligned}\tag{13}$$

Эти правила отбора возникают в силу закона сохранения момента количества движения при квантовых переходах с изменением электрического дипольного момента

Для наглядности совокупность значений энергий, соответствующих возможным стационарным состояниям, принято изображать в виде схемы (диаграммы). На шкале слева указываются энергии уровней, а на шкале справа – энергии возбуждения (в эВ и см^{-1}). Горизонтальными линиями (уровни энергии) показаны значения энергии атома. Каждый уровень энергии обозначается символом, отражающим состояние атома. Уровни с различными значениями квантового числа L разнесены в различные столбцы.

На схемах приводятся возможные переходы между уровнями в виде линий, соединяющих эти уровни. На линиях даны длины волн спектральных линий (в ангстремах), которые возникают при переходе электронов из

одного энергетического состояния в другое. Система энергетических уровней является индивидуальной характеристикой определенной квантовой системы.

На рис. 1 и 2 приведены схемы уровней энергии и некоторые переходы между уровнями атомов цезия (Cs) и рубидия (Rb).

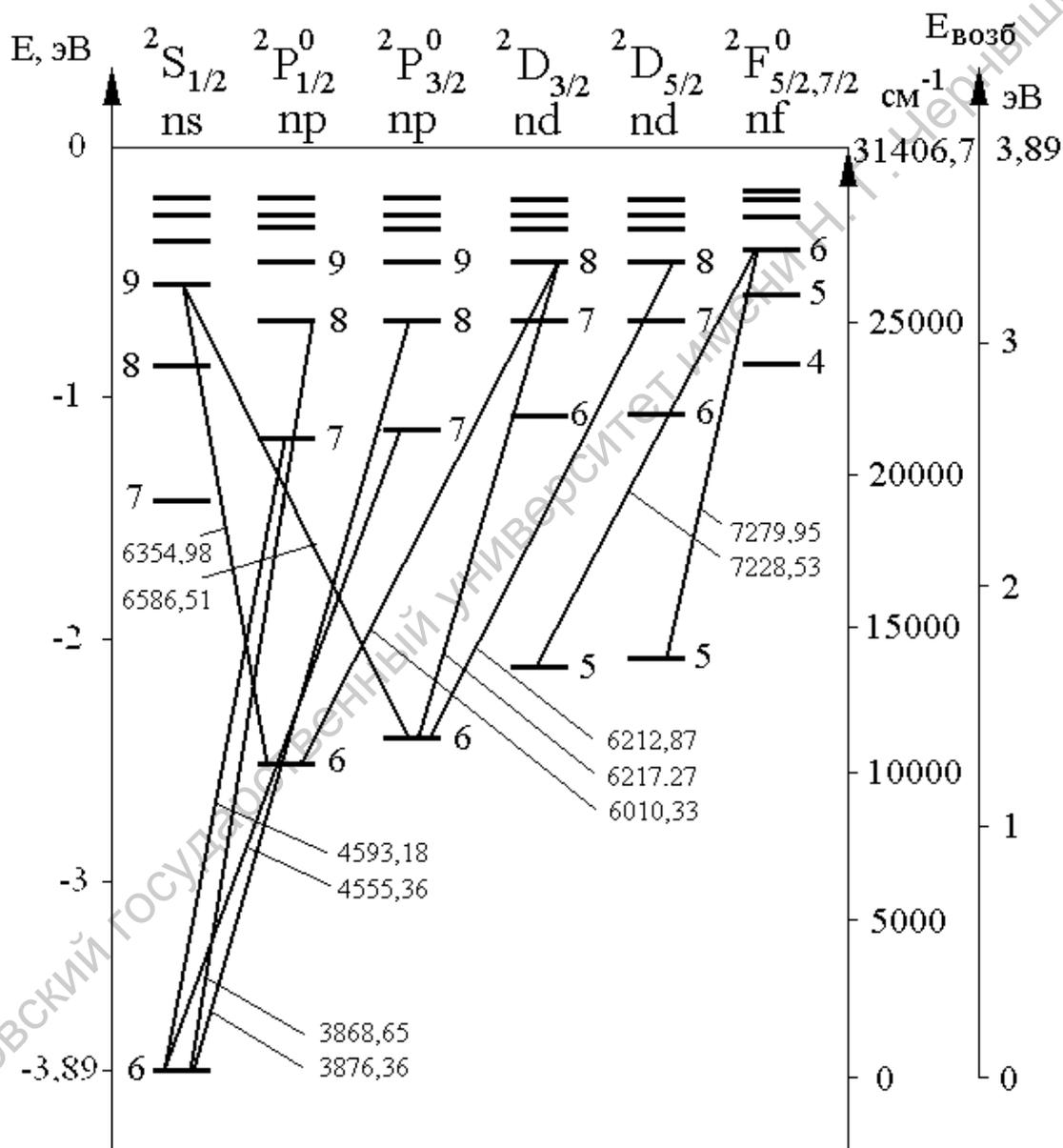


Рис. 1. Схема уровней энергии и оптических переходов атома цезия.

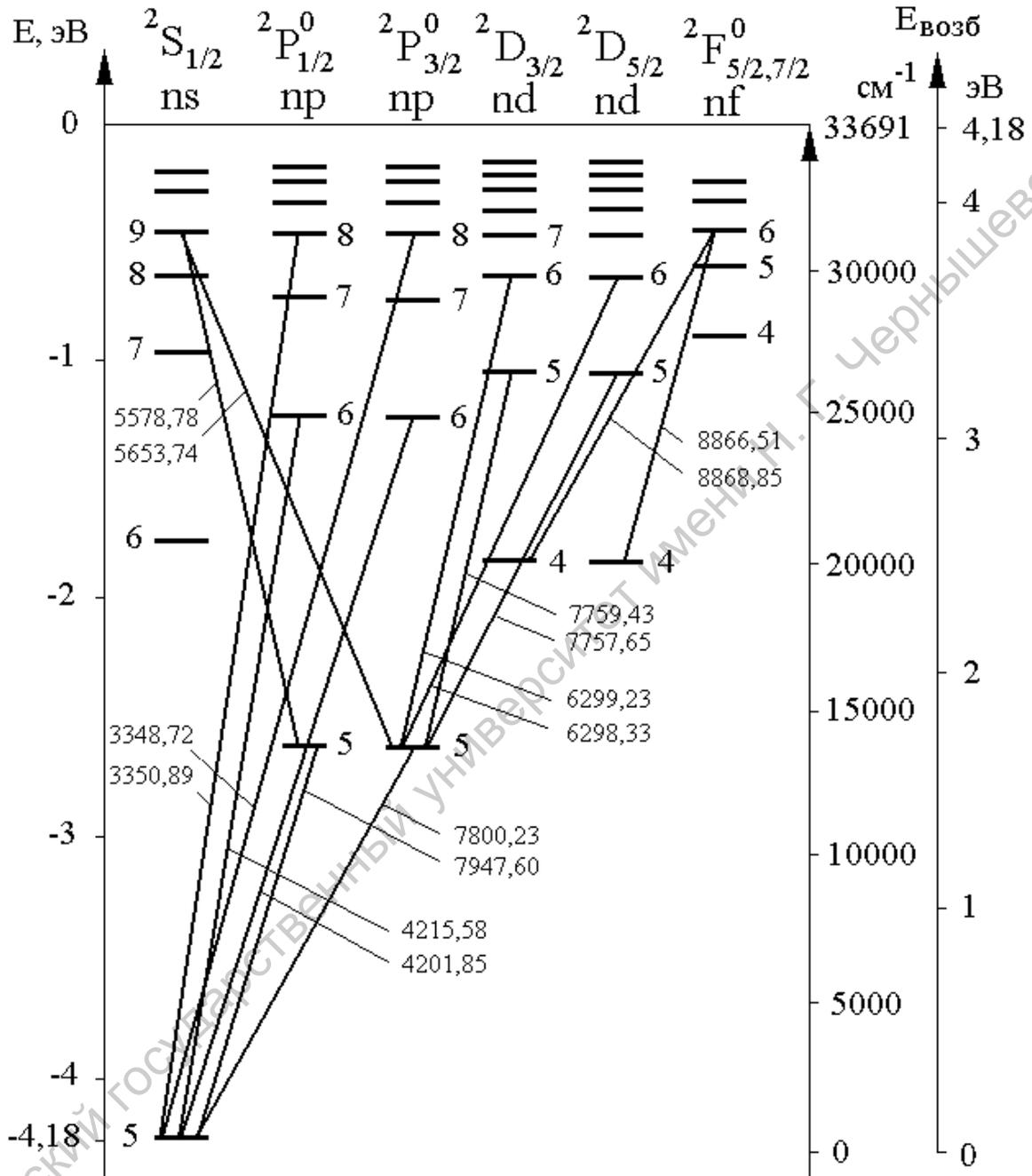


Рис. 2. Схема уровней энергии и оптических переходов атома рубидия.

Видно, что имеются группы последовательных квантовых переходов с более высоких уровней энергии на одни и те же более низкие уровни. Такие последовательные переходы дают совокупность спектральных линий, которые называются спектральными сериями. В спектрах щелочных металлов наблюдаются следующие серии спектральных линий (эти серии могут быть представлены также в виде серийных формул, как и для атома водорода):

1) г л а в н а я с е р и я связана с переходами с уровня энергии 2P на основной уровень ${}^2S_{1/2}$:

$$\tilde{\nu} = n_1 {}^2S_{1/2} - n_2 {}^2P_{3/2}, \quad \tilde{\nu} = n_1 {}^2S_{1/2} - n_2 {}^2P_{1/2}, \quad (14)$$

где $n_2 = n_1, n_1+1, n_1+2, \dots$; главные квантовые числа n_1 и n_2 для атомов различных элементов будут иметь разные значения;

2) р е з к а я с е р и я связана с переходами с уровня ${}^2S_{1/2}$ на уровни 2P :

$$\tilde{\nu} = n_1 {}^2P_{3/2} - n_2 {}^2S_{1/2}, \quad \tilde{\nu} = n_1 {}^2P_{1/2} - n_2 {}^2S_{1/2} \quad (15)$$

где $n_2 = n_1+1, n_1+2, n_1+3, \dots$; линии главной и резкой серии дублетные;

3) д и ф ф у з н а я с е р и я возникает при переходах с уровня энергии 2D на уровни 2P :

$$\tilde{\nu} = n_1 {}^2P_{3/2} - n_2 {}^2D_{5/2}, \quad \tilde{\nu} = n_1 {}^2P_{3/2} - n_2 {}^2D_{3/2}, \quad \tilde{\nu} = n_1 {}^2P_{1/2} - n_2 {}^2D_{3/2}, \quad (16)$$

где $n_2 = n_1, n_1+1, n_1+2, \dots$;

4) ф у н д а м е н т а л ь н а я с е р и я возникает при переходах с уровня энергии 2F на уровни 2D :

$$\tilde{\nu} = n_1 {}^2D_{5/2} - n_2 {}^2F_{7/2}, \quad \tilde{\nu} = n_1 {}^2D_{5/2} - n_2 {}^2F_{5/2}, \quad \tilde{\nu} = n_1 {}^2D_{3/2} - n_2 {}^2F_{5/2}, \quad (17)$$

где $n_2 = n_1, n_1+1, n_1+2, \dots$

Спектральные линии диффузной и фундаментальной серий представляют собой триплеты, компоненты которых имеют различные интенсивности.

Векторная модель атома с несколькими валентными электронами.

Уровни энергии атомов щелочноземельных элементов

Рассмотрим уровни энергии и спектры атомов с несколькими валентными электронами. Для определения квантовых чисел, характеризующих состояние атома и уровни энергии, используют квантовый закон векторного сложения моментов.

Последовательность сложения моментов определяется относительными величинами взаимодействий между электронами данного атома.

Сначала складываются моменты с максимальной величиной взаимодействия, а затем - с меньшей. Более распространенным типом связи электронов в атоме является нормальная связь или связь Рассел-Саундерса. Этот тип связи осуществляется тогда, когда электростатическое взаимодействие между электронами больше магнитного взаимодействия спинового и орбитального моментов каждого электрона (спин-орбитального взаимодействия). Поэтому для такого типа связи последовательность сложения векторов моментов следующая:

$$\vec{P}_L = \sum_{i=1}^N \vec{P}_{li}, \quad (18)$$

$$\vec{P}_S = \sum_{i=1}^N \vec{P}_{si}, \quad (19),$$

$$\vec{P}_J = \vec{P}_L + \vec{P}_S, \quad (20)$$

где l_i и s_i - квантовые числа i -го электрона; J , L , S - суммарные квантовые числа, определяющие соответственно результирующий полный момент P_J , орбитальный момент P_L и спиновый момент P_S . Возможные взаимные ориентации векторов в соотношениях (18)-(20) определяются численными значениями результирующих моментов, а именно:

$$P_L = \frac{h}{2\pi} \sqrt{L(L+1)}, \quad (21)$$

$$P_S = \frac{h}{2\pi} \sqrt{S(S+1)}, \quad (22)$$

$$P_J = \frac{h}{2\pi} \sqrt{J(J+1)}. \quad (23)$$

Орбитальное квантовое число L принимает значения от $(\sum l_i)_{\min}$ до $(\sum l_i)_{\max}$, которые отличаются друг от друга на единицу.

Спиновое квантовое число S принимает отличающиеся на единицу значения от $(\sum s_i)_{\max}$ до минимального значения, которое равно $1/2$ при нечетном числе электронов и нулю при четном числе электронов.

Внутреннее квантовое число J принимает значения

$$J = (L+S), (L+S-1), \dots, |L-S|, \quad (24)$$

при этом число различных значений J равно $2S+1$ при $S \leq L$ и $2L+1$ при $L < S$.

Различным значениям J соответствуют различные ориентации векторов \vec{P}_L и \vec{P}_S и, согласно (8), различные значения дополнительной энергии, связанной со спин-орбитальным взаимодействием. Поэтому число значений J определяет число подуровней тонкой структуры. Величина $2S+1$ называется м у л ь т и п л е т н о с т ью; реальная мультиплетность в случае $L < S$ определяется величиной $2L+1$. Обозначение уровней энергии такое же, как показано в (12). Тонкая структура уровней энергии приводит

к тому, что спектральные линии также имеют тонкую структуру.

Следует отметить, что кроме нормального типа связи электронов в атоме существуют и другие типы связей. Для атомов с большим числом электронов последовательность сложения моментов отличается от рассмотренной выше.

Рассмотрим структуру уровней энергии и спектральных линий атомных систем с двумя валентными электронами. К таким системам относятся, в частности, атомы щелочноземельных элементов, а также цинк, кадмий, ртуть. У этих элементов в основном состоянии два валентных s -электрона ($l=0$), то есть электронная конфигурация ns^2 , которой соответствует основной уровень энергии n^1S_0 ($L=0, S=0, 2S+1=1, J=0$).

Рассмотрим возбужденные состояния атома, когда один электрон остается в состоянии ns , а второй электрон переходит в одно из возбужденных состояний. В этом случае имеются две системы уровней энергии.

Во-первых, имеется система одиночных (синглетных) уровней, когда спины электронов антипараллельны ($S=0$) и мультиплетность $2S+1=1$. Тогда $J=L$ и получается система уровней

$$^1S_0, ^1P_1, ^1D_2, ^1F_3.$$

Во-вторых, имеется система триплетных уровней, когда спины электронов параллельны ($S=1$) и мультиплетность $2S+1=3$. В этом случае $J=L+1, L, L-1$ и получается система уровней

$$^3S_1, ^3P_0, ^3P_1, ^3P_2, ^3D_1, ^3D_2, ^3D_3, \dots$$

Разрешенные переходы между уровнями энергии определяются правилами отбора (13). Правила отбора по S ($\Delta S=0$) приводят к тому, что возможны переходы между уровнями одной мультиплетности, то есть синглетно-синглетные переходы и триплетно-триплетные переходы. Квантовые переходы между синглетными уровнями проявляются в спектре в виде синглетных линий. Переходы между триплетными уровнями

${}^3S_1 - {}^3P_{0,1,2}$ и ${}^3P_{0,1,2} - {}^3S_1$ дают триплетные спектральные линии, а переходы ${}^3P_{0,1,2} - {}^3D_{1,2,3}$ и ${}^3D_{1,2,3} - {}^3F_{2,3,4}$ дают секстетные (шесть) спектральные линии. В спектре проявляются также линии, которые возникают в результате переходов между синглетными и триплетными уровнями энергии, то есть с нарушением правил отбора ($\Delta S=0$) из-за сильного спин-орбитального взаимодействия. Такие переходы называются **интеркомбинационными**.

На рис. 3 и 4 приведены схемы уровней энергии и некоторых переходов между уровнями для атомов цинка и кадмия.

Энергия спин-орбитального взаимодействия.

Тонкая структура уровней энергии

У всех атомов уровни энергии имеют тонкую структуру, что обуславливает тонкую структуру спектральных линий. Дополнительная энергия атома, которая определяет тонкую структуру уровней энергии, получается из уравнений квантовой механики с учетом специальной теории относительности (уравнения Дирака). Однако тонкая структура уровней энергии атома водорода и водородоподобных ионов следует из наглядных физических представлений при учете поправок к энергии, возникающих за счет двух эффектов.

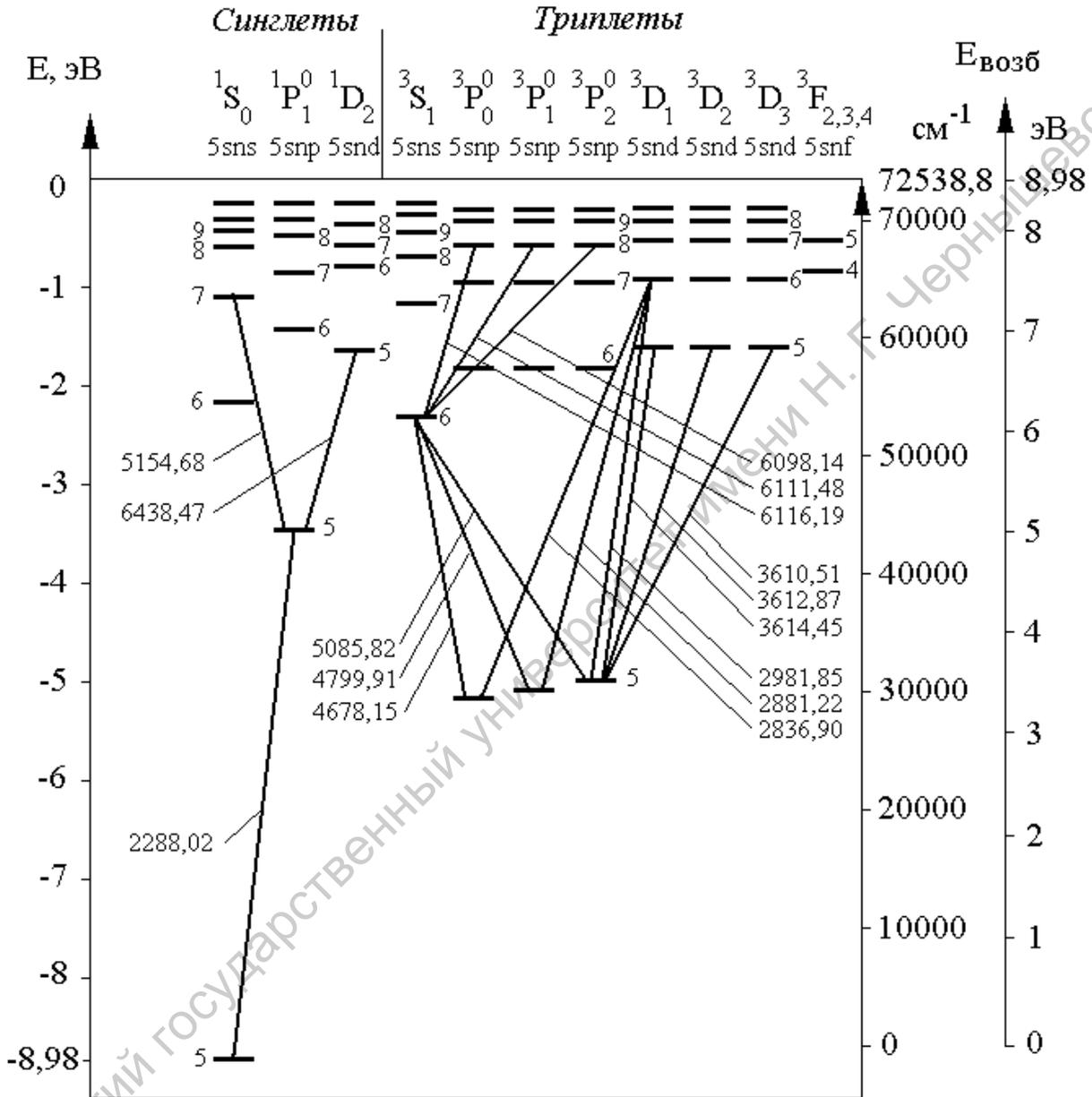


Рис. 4. Схема уровней энергии и оптических переходов атома кадмия.

Во-первых, релятивистский эффект зависимости массы электрона от скорости его движения относительно ядра приводит к смещению уровней энергии. Второй эффект связан с магнитным взаимодействием орбитального и спинового моментов электрона, так называемым спин-орбитальным взаимодействием. Дополнительная энергия $\Delta E_{n,l,j}$ возникает в результате взаимодействия собственного магнитного момента электрона μ_s с магнитным полем B_l , создаваемым его же движением относительно ядра (орбитальным движением), то есть

$$\Delta E_{n,l,j} = -\overline{\mu_s B_l}. \quad (25)$$

Так как магнитное поле B_l определяется орбитальным магнитным моментом μ_l , то формула (25) совпадает с (8). Если поправку $\Delta E_{n,l,j}$, связанную со спин-орбитальным взаимодействием, прибавить к значению энергии E_n , то получим выражение для энергии водородоподобной атомной системы в виде

$$E_{n,l,j} = E_n + \Delta E_{n,l,j} = \frac{RchZ^2}{n^2} - \frac{Rch\alpha^2 Z^4}{n^3 l(l + \frac{1}{2})(l + 1)} \frac{j(j + 1) - l(l + 1) - s(s + 1)}{2}, \quad (26)$$

где c - скорость света, $\alpha = 2\pi e^2 / hc = 1/137,09$ - постоянная тонкой структуры, e - заряд электрона.

В атомах щелочных металлов валентный электрон движется в поле атомного остатка с эффективным зарядом $Z_{eff}e = (Z - \sigma_{n,l})e$, где $\sigma_{n,l}$ - постоянная экранирования, учитывающая экранирование поля ядра электронами и зависящая от квантовых чисел n и l .

Выражение для значений энергии с учетом спин-орбитального взаимодействия и экранирования ядра получается, если в (26) заменить зарядовое число Z на $(Z - \sigma_{n,l})$:

$$E_{n,l,j} = -\frac{Rch(Z - \sigma_{n,l})^2}{n^2} - \frac{Rch\alpha^2(Z - \sigma_{n,l})^4}{n^3l(l + \frac{1}{2})(l + 1)} \frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2}. \quad (27)$$

Энергия спин-орбитального взаимодействия $\Delta E_{n,l,j}$ зависит от внутреннего квантового числа j , которое при заданном l принимает следующие значения: $j = l \pm 1/2$ при $l \neq 0$ и $j = 1/2$ при $l = 0$. Поэтому энергия атомных систем с одним валентным электроном принимает при заданных n и $l \neq 0$ два различных значения, то есть уровни расщепляются на два подуровня по числу возможных значений j . Относительная величина дополнительной энергии

$$\frac{\Delta E_{n,l,j}}{E_{n,l}} \approx \frac{\alpha^2 Z^2}{n}$$

составляет для $Z=1$ несколько сотысячных. Поэтому структура уровней энергии спектральных линий, которые появляются в результате спин-орбитального взаимодействия, называется тонкой структурой уровней энергии и спектральных линий (мультиплетное расщепление)

Разность энергии δ между уровнями тонкой структуры можно получить, если принять в формуле (26) $j = l + 1/2$ и $j = l - 1/2$:

$$\delta = \Delta E_{n,l+1/2} - \Delta E_{n,l-1/2} = \frac{Rch\alpha^2(Z - \sigma_{n,l})^4}{n^3l(l+1)}. \quad (28)$$

Формулу (28) можно записать в виде:

$$\delta = A_{n,l} \left(l + \frac{1}{2} \right), \quad (29)$$

где $A_{n,l}$ называется фактором расщепления:

$$A_{n,l} = \frac{Rch\alpha^2(Z - \sigma_{n,l})^4}{n^3l(l+1/2)(l+1)}. \quad (30)$$

Расстояние между уровнями дублета можно выразить в шкале волновых чисел (см^{-1}):

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{A_{n,l}}{hc}(l+1/2) = \frac{R\alpha^2(Z - \sigma_{n,l})^4}{n^3(l+1)l}. \quad (31)$$

Выражение (31) можно упростить, подставляя численные значения R и α :

$$\Delta\tilde{\nu} = 5.822 \frac{(Z - \sigma_{n,l})^4}{n^3(l+1)l}. \quad (32)$$

Как видно из формулы (32), расстояние между уровнями тонкой структуры сильно зависит от квантового числа n и от зарядового числа Z . Для элементов одной группы расстояния между уровнями сильно возрастает с увеличением Z : если для элементов с малым Z расщепление составляет сотые доли эВ, то для тяжелых элементов величина расщепления достигает нескольких эВ.

В случае атомов щелочноземельных элементов с двумя валентными электронами (в частности, атомов цинка и кадмия) дополнительная энергия за счет магнитного взаимодействия спинового и орбитального моментов может быть выражена аналогично, как и для атомов щелочных металлов, а именно:

$$\Delta E_{n,L,J} = A_{n,L} \frac{J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)}{2}, \quad (33)$$

где $A_{n,L}$ - фактор мультиплетного расщепления.

Возможные уровни энергии атомов с двумя валентными электронами были рассмотрены ранее. Теперь определим относительное расстояние

между уровнями триплета. Возбужденные состояния возникают, когда один электрон остается в состоянии n_1s (то есть $l_1=0$), а второй электрон переходит в состояние n_2l_2 .

Триплетные уровни возникают, когда спиновое квантовое число S равно 1, а J принимает три различных значения:

$$J_1 = L + 1 = l_2 + 1, \quad J_2 = L = l_2, \quad J_3 = L - 1 = l_2 - 1.$$

Если подставить эти значения J в формулу (33), то получим отношение интервалов между тремя уровнями в виде:

$$\frac{\Delta E_{n,L,J_1} - \Delta E_{n,L,J_2}}{\Delta E_{n,L,J_2} - \Delta E_{n,L,J_3}} = (L + 1) / L \quad (\text{или } J_1 / J_2). \quad (34)$$

Из соотношения (34) следует, что в случае уровней ${}^3D_{1,2,3}$ интервал энергий между уровнями ${}^3D_1 - {}^3D_2$ относится к интервалу энергий между уровнями

${}^3D_2 - {}^3D_3$ как 2:3.

Аналогично могут быть найдены отношения интервалов и для других триплетных уровней.

Описание установки

Схема экспериментальной установки, на которой выполняется работа, показана на рис.5, а общий вид универсального монохроматора УМ-2 - на рис.6.

В качестве источника излучения в работе используется безэлектродная высокочастотная лампа I (ВСБ-2). Эта лампа, выполненная в виде шарика ($d=2$ см), содержит небольшое количество исследуемого вещества и инертный газ (криптон) при давлении порядка 1,5 мм.рт.ст.

Шариковая лампа помещается внутри катушки индуктивности (КИ) генератора 2. работающего на частоте 100 МГц. В таких высокочастотных полях осуществляется индуктивная связь между возбуждающим контуром и газом внутри лампы. Газ нагревается, вызывая испарение металла с внутренней поверхности стеклянного шарика. Через несколько минут устанавливается такая температура, при которой возникает излучение атомов металла, а излучение атомов газа подавляется. Питание генератора осуществляется через блок питания 3 от сети переменного тока 220 в.

Режимы работы для каждой лампы даны в указаниях к экспериментальной установке. Изучение тонкой структуры спектральных линий и уровней энергии производится на элементах 1-й группы (цезия и рубидия) и элементах 2-й группы (кадмия или цинка).

Градуировочный график монохроматора (зависимость длины волны от деления барабана прибора) приведен в указаниях к экспериментальной установке. Его проверка производится по линиям спектра ртути (зеленая - 546,07 нм, зелено-голубая - 491,61 нм, сине-фиолетовая - 435,83 нм и фиолетовая - 407,78 нм).

Деления барабана 4 (рис. 6), соответствующие этим линиям ртути, приведены на градуировочном графике.

В случае, если имеются отклонения от градуировочного графика, необходимо вносить поправки при измерениях длин волн спектральных линий. На барабане длин волн нанесены относительные деления - градусы. Отсчет читается против индекса, скользящего по спиральной канавке. В фокальной плоскости окуляра (ОК) зрительной трубы имеется указатель 8 (рис. 5) освещаемый лампочкой через сменные светофильтры в револьверной оправе 5 (рис. 6). Таким образом, при работе в любой области спектра указатель может быть освещен светом примерно той же длины волны. Для регулировки освещения указателя на приборе установлен реостат 3 (рис. 6) с выключателем 1 (рис. 6). Резкое изображение острия указателя можно

получить перемещением окуляра.

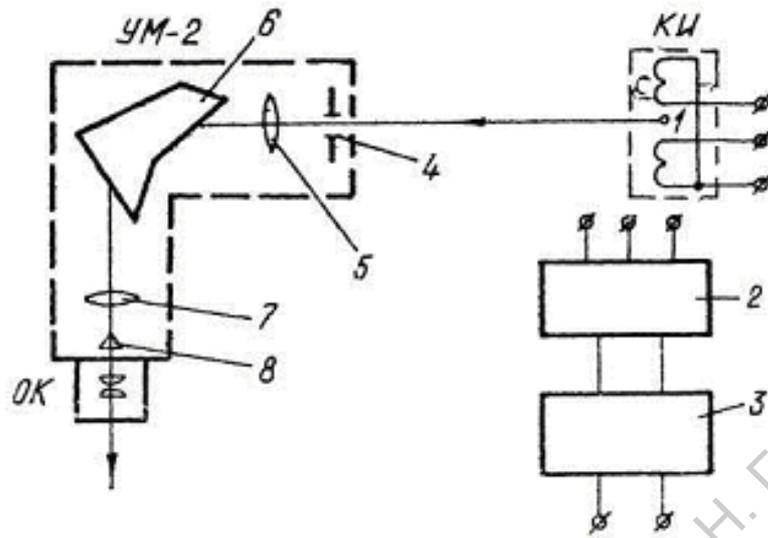


Рис. 5. Схема установки для изучения тонкой структуры спектральных линий: 1 - источник света (безэлектродная высокочастотная лампа), 2 - генератор высокой частоты, 3 - блок питания генератора, 4 - входная щель, 5 - объектив коллиматора, 6 - диспергирующая призма, 7 - объектив зрительной трубы, 8 - указатель, КИ- катушка индуктивности в защитном кожухе, УМ-2 - универсальный монохроматор, ОК- окуляр монохроматора с указателем

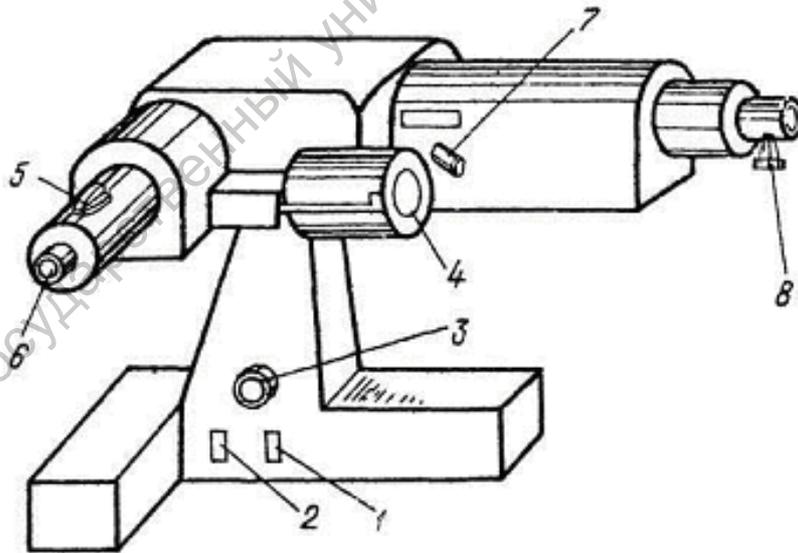


Рис. 6. Общий вид монохроматора УМ-2: 1 - включение подсветки указателя, 2 - включение подсветки индекса и шкалы, 3 - реостат регулирования освещения указателя, 4 - барабан длин волн, 5 - сменные светофильтры подсветки указателя, 6 - окуляр $10\times$, 7-маховичок фокусировки объектива, 8 - барабанчик раскрытия щели (цена деления 0,01 мм)

Вращая барабан длин волн и наблюдая в окуляр зрительной трубы спектрального прибора, приводят данную спектральную линию в центральное положение, совместив ее с указателем в окуляре. Ясное изображение спектральных линий в различных областях спектра можно получить при помощи маховичка 7 (рис. 6), который перемещает объектив коллиматора.

Установка нужной газоразрядной лампы и ее включение производятся в присутствии преподавателя или инженера лаборатории. Для разгорания лампы необходимо 5-10 мин. В нормальном режиме работы лампа дает интенсивное свечение. Необходимо строго соблюдать режимы работы ламп, данные в указаниях к установке.

Задание 1. Исследование тонкой структуры спектральных линий и уровней энергии атомов щелочных металлов.

Порядок выполнения задания.

1. Установить газоразрядную лампу, содержащую цезий или рубидий. Включить ее.

2. Найти дублетные спектральные линии, расположенные в синевфиолетовой части спектра.

3. Определить длины волн этих линий и по диаграмме уровней энергии установить, к каким переходам между уровнями, а также к какой спектральной серии относятся наблюдаемые линии.

4. Определить величину спин-орбитального расщепления уровней энергий (в эВ и см^{-1}).

5. Рассчитать по формуле (32) значение эффективного заряда $Z_{eff} = (Z - \sigma_{n,l})$ и величину постоянной экранирования $\sigma_{n,l}$.

6. Построить схему уровней энергии (в эВ и см^{-1}) и переходы между ними для исследованных спектральных линий.

7. Объяснить наблюдаемую на опыте мультиплетность линий.

Задание 2. Исследование тонкой структуры спектральных линий и уровней энергии атомов щелочноземельных элементов.

Порядок выполнения задания.

1. Установить газоразрядную лампу, содержащую кадмий или цинк. Включить ее.
 2. Найти синглетные линии в красной части спектра и триплетные линии в зелено-фиолетовой части спектра.
 3. Определить длины волн этих линий и по диаграмме уровней энергии установить, к каким переходам между уровнями относятся наблюдаемые линии.
 4. Построить схему уровней энергии (в эВ и см^{-1}) и переходы между ними для исследованных спектральных линий.
 5. Определить отношение интервалов между триплетными уровнями и сопоставить с результатами согласно формуле (34).
 6. Объяснить наблюдаемые на опыте системы спектральных линий.
- Объем заданий определяет преподаватель.

Контрольные вопросы

1. Правила квантования моментов и их проекций.
2. Векторная модель атома с одним валентным электроном.
3. Векторная модель атома с несколькими валентными электронами. Нормальный тип связи электронов в атоме.
4. Спин-орбитальное взаимодействие и тонкая структура уровней энергии и спектральных линий.
5. Зависимость тонкой структуры от зарядового числа Z и квантового числа n .

Литература

Савельев И. В. Курс общей физики. Т.3. Оптика, атомная физика, физика ядра и элементарных частиц. М.: Наука, 1989.

Сивухин Д.А. Общий курс физики. Т.5. Атомная и ядерная физика. М.: МФТИ, ФМЛ, 2002.

Гольдин Л.Л., Новикова Г.И. Введение в квантовую физику. М.: Наука, 1988.

Саратовский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского

ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА

Введение

В 1896 г. П. Зеeman обнаружил, что, если поместить источник света между полюсами электромагнита, то спектральные линии источника расщепляются на несколько компонентов.

Расщепление уровней энергии и спектральных линий во внешнем магнитном поле получило название *э ф ф е к т а З е е м а н а*. Исследование этого явления на спектральных линиях атомов представляет собой один из важных методов определения характеристик их уровней энергии, облегчает интерпретацию сложных спектров, позволяет получать ценные сведения о магнитных свойствах атома, а также магнитных полях в источниках излучения.

В простейшем случае эффект Зеemана заключается в том, что при помещении источника света в магнитное поле спектральная линия расщепляется на два или три компонента. Такой тип расщепления, который наблюдается на системе синглетных (одиночных) спектральных линий, называется *н о р м а л ь н ы м* или *п р о с т ы м* эффектом Зеemана. Этот эффект был объяснен Лоренцем на основе классической электронной теории как результат расщепления частоты колебания в атоме упруго связанного электрона и лишь впоследствии, на основе квантовых представлений, был истолкован естественным образом как результат расщепления уровней энергии.

Для многих спектральных линий расщепление в магнитном поле

имеет более сложный характер. Эффект Зеемана, выражающийся в многократном расщеплении спектральных линий, носит название аномального или сложного.

Цель работы: изучение расщепления спектральных линий в магнитном поле; определение спектроскопическим методом отношения заряда электрона к его массе; измерение напряженности магнитного поля.

Связь магнитного момента с механическим моментом количества движения атома

Электрон, движущийся по орбите, наряду с механическим моментом количества движения обладает также магнитным моментом. Движение электрона по орбите эквивалентно контуру с током, поэтому он возбуждает в окружающем пространстве магнитное поле, равное полю магнита с моментом μ , равным

$$\mu = \frac{I\sigma}{c}, \quad (1)$$

где σ – площадь, охватываемая орбитой электрона. Сила тока I , равная количеству электричества, протекающего в единицу времени через некоторую точку орбиты, будет равна заряду электрона e , умноженному на число обращений его в единицу времени ν , т. е.

$$I = e\nu = \frac{e}{T},$$

где T – период обращения. Тогда магнитный момент

$$\mu = \frac{e\sigma}{cT}. \quad (2)$$

Предположим, что электрон движется по эллиптической орбите. Площадь, охватываемая орбитой, в полярных координатах может быть

представлена как

$$\sigma = \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} r^2 d\varphi.$$

Механический момент количества движения P электрона на орбите является величиной постоянной и может быть выражен в следующем виде:

$$P = mr^2 \frac{d\varphi}{dt}.$$

Исключая r^2 из последних двух равенств, получаем:

$$\sigma = \frac{1}{2} \int_0^T \frac{P}{m} dt = \frac{1}{2} \frac{P}{m} T.$$

Отсюда

$$\bar{\mu} = \frac{e}{2mc} \bar{P}. \quad (3)$$

Такое же соотношение между магнитным и механическим моментами получается при движении электрона по круговой орбите. Так как заряд электрона отрицателен, то из (3) следует, что магнитный момент электрона, движущегося по плоской орбите, направлен в сторону, противоположную механическому моменту количества движения, и связан с ним множителем $\frac{e}{2mc}$. Этот множитель называется **гиромангнитным отношением**.

Подставляя в (3) квантово-механическое выражение для орбитального момента количества движения, которое зависит от орбитального квантового числа,

$$P_l = \frac{h}{2\pi} \sqrt{l(l+1)} \quad (l = 0, 1, 2, \dots), \quad (4)$$

получим величину орбитального магнитного момента:

$$\mu_l = \frac{eh}{4\pi mc} \sqrt{l(l+1)}. \quad (5)$$

За единицу измерения магнитного момента электрона принята величина, названная магнетоном Бора и равная:

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi mc}; \quad (6)$$

в гауссовой системе единиц $\mu_B = 0,927 \cdot 10^{-20}$ эрг/Гс.

Кроме орбитального момента количества движения P_l электрон обладает также собственным моментом количества движения (спином) P_s :

$$P_s = \frac{h}{2\pi} \sqrt{s(s+1)}, \quad (7)$$

где $s = 1/2$ – спиновое квантовое число.

Электрон, обладающий спином, должен вести себя как магнит и, следовательно, должен обладать спиновым магнитным моментом μ_s . Соотношение между механическим и магнитным спиновыми моментами определяется следующим выражением:

$$\bar{\mu}_s = \frac{e}{mc} \bar{P}_s. \quad (8)$$

Из (8) видно, что гиромангнитное отношение e/mc в случае спиновых моментов в два раза превышает гиромангнитное отношение, связывающее орбитальные механический и магнитный моменты. Из равенств (7) и (8) можно определить величину спинового магнитного момента:

$$\mu_s = \frac{eh}{2\pi mc} \sqrt{s(s+1)} = 2\mu_B \sqrt{s(s+1)}. \quad (9)$$

Полный момент количества движения электрона \bar{P}_j получается в результате векторного сложения орбитального \bar{P}_l и спинового \bar{P}_s моментов:

$$\vec{P}_j = \vec{P}_l + \vec{P}_s. \quad (10)$$

Векторы \vec{P}_l и \vec{P}_s могут располагаться друг относительно друга только таким образом, чтобы численное значение полного момента \vec{P}_j было равно:

$$P_j = \frac{h}{2\pi} \sqrt{j(j+1)}, \quad (11)$$

где j – внутреннее квантовое число, принимающее следующие значения:

$$j = (l + m_s) = l \pm 1/2.$$

Сложение магнитных моментов

Сложение спинового и орбитального моментов приводит к сложению соответствующих магнитных моментов. Рассмотрим сложение магнитных моментов с помощью векторной модели. На рис. 1 изображены моменты количества движения \vec{P}_l и \vec{P}_s и полный момент \vec{P}_j (за единицу длины этих векторов выбрана величина $h/2\pi$), а также магнитные моменты $\vec{\mu}_l$ и $\vec{\mu}_s$ (за единицу длины этих моментов взят магнетон Бора). При таком выборе единиц $\vec{\mu}_l$ имеет ту же длину, что и \vec{P}_l , а вектор $\vec{\mu}_s$ вдвое длиннее, чем \vec{P}_s , поэтому направление суммарного вектора магнитного момента $\vec{\mu}_\Sigma$ не совпадает с направлением полного момента \vec{P}_j , и поведение электрона определяется не суммарным моментом $\vec{\mu}_\Sigma$, а его «эффективным значением» $\vec{\mu}_j$, т.е. проекцией $\vec{\mu}_\Sigma$ на направление \vec{P}_j .

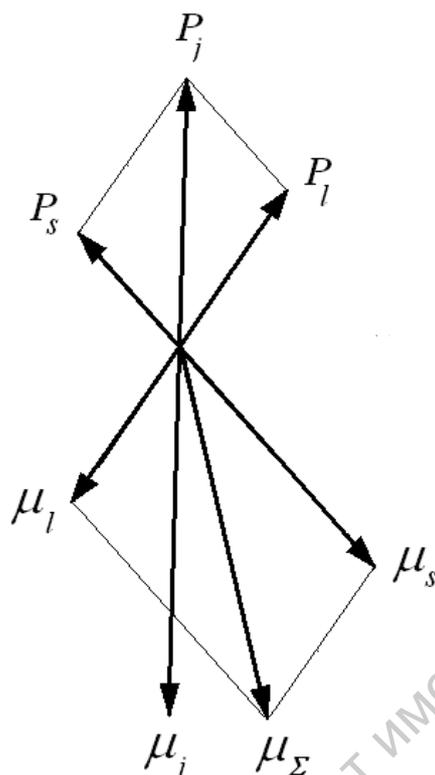


Рис. 1. Векторное сложение моментов.

Так как $\overline{\mu}_j$ и \overline{P}_j антипараллельны, то их можно связать по аналогии с орбитальными и спиновым моментами, вводя коэффициент пропорциональности g :

$$\overline{\mu}_j = g \frac{e}{2mc} \overline{P}_j. \quad (12)$$

Коэффициент g называется ф а к т о р о м Л а н д е. Он может быть определен на основании векторной модели:

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}. \quad (13)$$

Фактор Ланде $g=1$, если $s=0$ и $j=l$, и $g=2$, если $l=0$ и $j=s$.

Подставляя \overline{P}_j из (11) в (12), получим выражение для $\overline{\mu}_j$:

$$\mu_j = g \frac{e}{2mc} \frac{h}{2\pi} \sqrt{j(j+1)} = g \mu_B \sqrt{j(j+1)}. \quad (14)$$

Согласно пространственному квантованию вектор механического момента количества движения электрона может иметь лишь такие ориентации в пространстве, при которых его проекция на направление внешнего поля принимает квантованные значения, кратные $h/2\pi$. Возможные ориентации момента относительно направления внешнего поля определяются магнитным квантовым числом, которое может принимать только целые или полуцелые значения, отличающиеся на единицу. Так как магнитные моменты антипараллельны соответствующим механическим моментам, то пространственное квантование распространяется и на магнитные моменты.

Рассмотрим возможные проекции моментов на некоторую ось z . Проекции орбитального механического и связанного с ним орбитального магнитного моментов определяются следующим образом:

$$P_{lz} = m_l \frac{h}{2\pi}, \quad \mu_{lz} = \frac{e}{2mc} P_{lz} = \mu_B m_l, \quad (15)$$

где m_l – орбитальное магнитное квантовое число, которое при данном l принимает следующие значения: $m_l = 0, \pm 1, \dots, \pm l$, всего $2l+1$ значений.

Для проекций спинового и полного моментов имеем аналогичные соотношения:

$$P_{sz} = m_s \frac{h}{2\pi}, \quad (16)$$

$$\mu_{sz} = \mu_B m_s. \quad (17)$$

где m_s – спиновое магнитное квантовое число, которое при данном s принимает $2s+1$ значений;

$$P_{jz} = m_j \frac{h}{2\pi}, \quad (18)$$

$$\mu_{jz} = g\mu_B m_j. \quad (19)$$

Здесь m_j – магнитное квантовое число, определяющее проекцию полного момента на избранное направление. При заданном j магнитное квантовое число m_j принимает следующие значения: $m_j = 0, \pm 1, \dots, \pm(j-1), \pm j$, всего $2j+1$ различных значений

Теория эффекта Зеемана

Наличие у атома магнитных моментов и явление пространственного квантования подтверждаются эффектом Зеемана. Взаимодействие магнитного момента атома с внешним магнитным полем приводит к тому, что атом с энергией E_0 приобретает добавочную энергию ΔE_H . Эта добавочная энергия приводит к расщеплению уровней и, следовательно, к расщеплению спектральных линий на несколько компонентов.

Детальное рассмотрение начнем со сложного эффекта Зеемана, так как простой эффект можно получить как частный случай сложного.

С л о ж н ы й (а н о м а л ь н ы й) э ф ф е к т Зеемана возникает в слабых магнитных полях. Внешнее магнитное поле считается слабым, когда возникающее в его присутствии расщепление уровней мало по сравнению с расстоянием между уровнями тонкой структуры.

Атом с магнитным моментом μ_J приобретает во внешнем магнитном поле добавочную энергию, зависящую от величины и взаимной ориентации \vec{H} и $\vec{\mu}_J$:

$$\Delta E_H = -\vec{\mu}_J \vec{H} = -\mu_{JH} H. \quad (20)$$

Подставляя сюда выражение для проекции момента μ_{JH} из (19), получим:

$$\Delta E_H = g m_J \mu_B H. \quad (21)$$

Если энергия атома в отсутствие внешнего поля равнялась E_0 , то при наложении магнитного поля состояние атома с полным моментом μ_J расщепляется на $(2J+1)$ состояний с различными значениями m_J и различной энергией, определяемой выражением

$$E = E_0 + \Delta E_H = E_0 + g m_J \mu_B H. \quad (22)$$

Расстояние между соседними подуровнями определяется из условия $\Delta m_J = 1$:

$$(\Delta E_H)_{J, J+1} = g \mu_B H, \quad (23)$$

т.е. при постоянном поле H подуровни каждого состояния находятся на равных энергетических расстояниях.

Предположим, что в отсутствие внешнего магнитного поля спектральная линия с частотой ν_0 возникает в результате перехода атома из состояния с энергией E_{02} в состояние с энергией E_{01} , т.е.

$$\nu_0 = \frac{E_{02} - E_{01}}{h}. \quad (24)$$

Тогда согласно (22) при наличии внешнего магнитного поля будут наблюдаться линии с частотами $\nu_0 + \Delta \nu_H$, определяемые равенством

$$\nu = \nu_0 + \Delta \nu_H = \frac{E_{02} - E_{H2}}{h} - \frac{E_{01} - E_{H1}}{h}. \quad (25)$$

Сравнивая (25) с (24), находим величину смещения компонентов относительно первоначальной частоты ν_0 :

$$\Delta \nu_H = \frac{\Delta E_{H2} - \Delta E_{H1}}{h} = \frac{\mu_B H}{h} (g_2 m_{J2} - g_1 m_{J1}). \quad (26)$$

Переходы между подуровнями подчиняются правилу отбора, в силу которого m_J может меняться на ± 1 или оставаться неизменным, т.е.

$$\Delta m_J = m_{J2} - m_{J1} = 0, \pm 1. \quad (27)$$

Как видно из (26), величина расщепления зависит от фактора Ланде уровней, между которыми происходит переход, т.е. от квантовых чисел L , S , J каждого уровня. Соотношение $\Delta \nu_0 = \mu_B H / h$ представляет собой величину нормального расщепления.

Рассмотрим расщепление в магнитном поле натриевого дублета 5890, 5896 Å, возникающего при переходах $3^2P_{1/2}, ^2P_{3/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$. На рис. 2 изображена схема образования желтого дублета Na в отсутствие поля ($H=0$), а также схема подуровней, появившихся при наложении слабого магнитного поля, и переходы между этими подуровнями, разрешенные правилами отбора (27). Так как квантовое число m_J принимает $2J+1$ значений, то уровень $3^2S_{1/2}$, для которого $J = 1/2$, расщепляется на два подуровня с $m_J = \pm 1/2$. Аналогичное расщепление испытывает уровень $3^2P_{1/2}$. Состояние $^2P_{3/2}$ расщепится на 4 подуровня, так как при $J = 3/2$ m_J принимает значения $\pm 3/2, \pm 1/2$. Фактор Ланде g рассчитан по формуле (13), куда подставлены значения L , S , J из символа для каждого терма.

Как видно, при включении магнитного поля линии с первоначальными частотами отсутствуют. Вместо линии перехода $3^2P_{1/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$ появляются 4 линии, смещения которых могут быть выражены следующим образом:

$$\Delta \nu_H = \frac{\mu_B H}{h} \left(\pm \frac{2}{3}; \pm \frac{4}{3} \right),$$

а вместо линии ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ возникают шесть компонентов со следующими смещениями:

$$\Delta\nu_H = \frac{\mu_B H}{h} \left(\pm \frac{1}{3}; \pm \frac{3}{3}; \pm \frac{5}{3} \right).$$

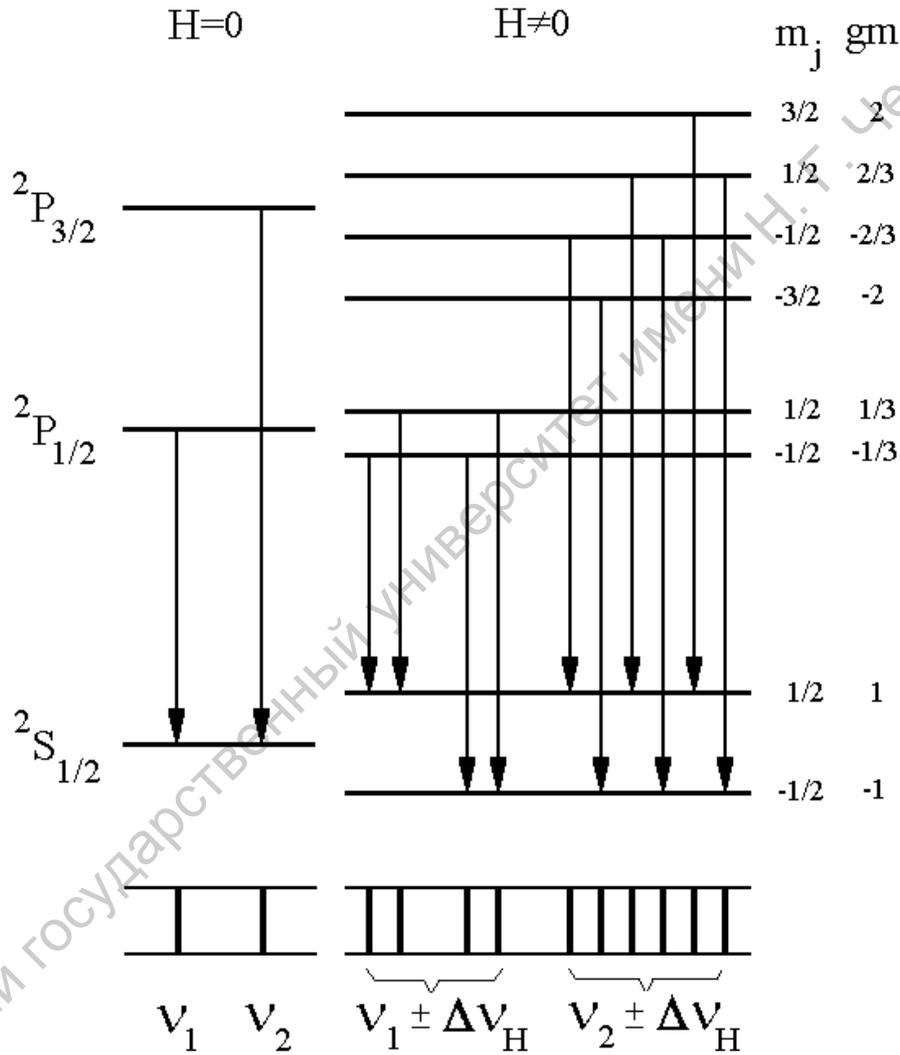


Рис. 2. Спектральный дублет атома натрия ($H=0$) и его сложное зеемановское расщепление в магнитном поле ($H \neq 0$).

Простым (нормальным) эффектом Зеемана называется расщепление линий спектра на три компонента. Если рассматривать

переходы только между синглетными уровнями ($S=0$, $J=L$), то независимо от величины напряженности магнитного поля спектральная линия будет расщепляться всегда на 3 компонента, т.е. всегда будет наблюдаться простой эффект. Действительно, если $S=0$, то магнитный момент атома определяется орбитальным магнитным моментом μ_L . В этом случае уровни энергии атома в магнитном поле расщепляются на $2L+1$ подуровней, причем все расстояния между подуровнями оказываются одинаковыми, так как для орбитальных моментов фактор Ланде g , независимо от величины L , имеет единственное значение, равное единице. Формула (26) для смещения компонентов приобретает тогда более простой вид:

$$\Delta \nu_H = \frac{\mu_B H}{h} (m_{L2} - m_{L1}). \quad (28)$$

В магнитном поле, в силу правила отбора (27), спектральные линии расщепляются на три компонента. На рис. 3 показаны расщепления уровней (для частного случая $L=2$ и $L=1$) и переходы, которые приводят к появлению компонентов спектральных линии: каждый компонент возникает при трех различных переходах. При этом все компоненты, на которые расщепляется в магнитном поле спектральная линия, поляризованы.

Наблюдаемая поляризация зависит от направления распространения излучения. Если свет от источника распространяется в направлении, перпендикулярном к направлению поля H (поперечный эффект), то наблюдается компонент с несмещенной частотой ($\Delta m_L = 0$, π – компонент) и смещенные компоненты с частотами $\nu_0 \pm \Delta \nu_H$ ($\Delta m_L = \pm 1$, σ – компоненты).

Все три линии линейно поляризованы в направлениях, показанных на рис. 3. Если же свет распространяется в направлении поля H (продольный эффект), то наблюдаются лишь два компонента с частотами $\nu_0 \pm \Delta \nu_H$ ($\Delta m_L = \pm 1$), поляризованные по кругу.

Соотношение (28) позволяет выразить величину смещения в шкале длин волн:

$$\Delta\lambda_H = \pm \frac{1}{4\pi c^2} \frac{e}{m} \lambda^2 H. \quad (29)$$

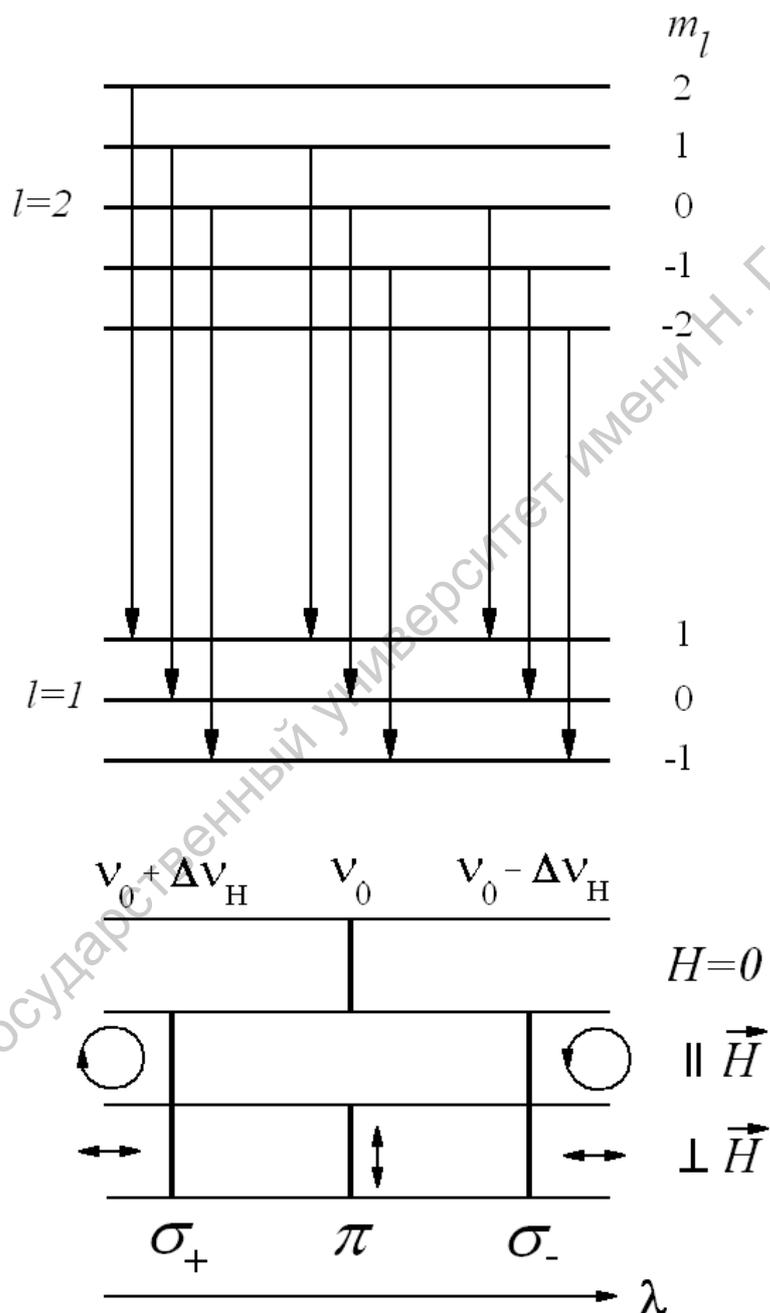


Рис. 3. Расщепление энергетических уровней и спектральных линий при простом эффекте Зеемана.

В магнитном поле с напряженностью $H = 2 \cdot 10^4$ Э для линии с длиной волны $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ величина расщепления $\Delta\lambda \approx 0,23 \text{ \AA}$, т.е. даже в сильных магнитных полях расщепление спектральных линий в видимой и ультрафиолетовой областях спектра невелико.

В слабых магнитных полях простой эффект Зеемана наблюдается также для линий переходов между уровнями, у которых фактор Ланде имеет одинаковое значение. Очевидно, что в этом случае линии переходов между уровнями, для которых Δm_J имеет одинаковое значение ($\Delta m_J = 0, -1$ или $+1$), имеют одинаковую частоту.

Простой эффект Зеемана наблюдается и на других уровнях, если источник излучения помещен в сильное магнитное поле. Критерий сильного или слабого поля в эффекте Зеемана связан с величиной расщепления уровней энергии $\Delta E_H = g\mu_B H$ (согласно (23)). Если эта величина намного превышает разность между энергиями двух уровней тонкой структуры (E_i, E_k) в отсутствие магнитного поля, т.е. $g\mu_B H \gg |E_i - E_k|$, то магнитное поле считается сильным. Очевидно, что понятие слабого и сильного поля является относительным, поскольку оно зависит от величины расстояния между соседними уровнями энергии в отсутствие магнитного поля.

В слабом магнитном поле наблюдается сложный эффект Зеемана. При увеличении напряженности магнитного поля взаимодействие между орбитальным и спиновым моментами становятся все менее существенным по сравнению с взаимодействием каждого из них в отдельности с внешним полем.

В сильном поле магнитные моменты $\overline{\mu_L}$ и $\overline{\mu_S}$ проецируются на направление поля независимо друг от друга. В этом случае величина расщепления уровней определяется следующим образом:

$$\Delta E_H = g_L m_L \mu_B H + g_S m_S \mu_B H = \mu_B H (m_L + 2m_S).$$

Для переходов имеет место правила отбора: $\Delta m_L = 0, \pm 1$; $\Delta m_S = 0$.

В сильном магнитном поле из всех компонентов мультиплета остаются только три линии (для поперечного) или две линии (для продольного) простого эффекта. Переход от сложного к простому эффекту Зеемана при увеличении напряженности внешнего магнитного поля называется эффектом Пашена-Бака.

Описание установки

В данной работе зеемановское расщепление изучается на спектральных линиях атомов щелочноземельного элемента с двумя валентными электронами. В спектрах этих атомов имеется система синглетных и триплетных линий, что позволяет с одним источником изучать как простой эффект, так и сложный эффект Зеемана. Схема установки приведена на рис. 4.

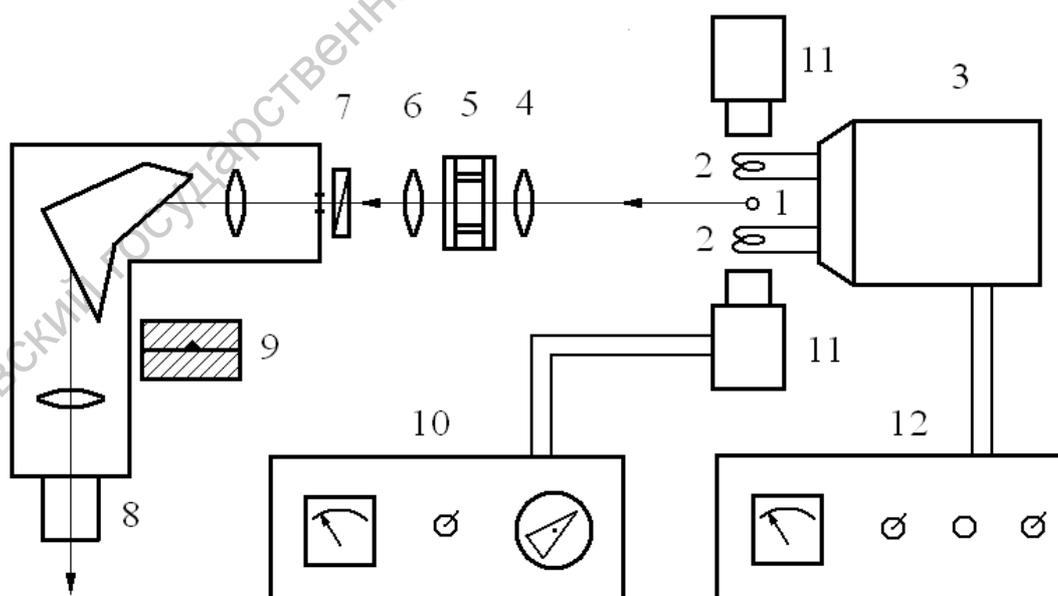


Рис. 4. Схема экспериментальной установки.

Как уже отмечалось, расстояния между компонентами в эффекте Зеемана очень малы, поэтому для измерения расщепления спектральных линий в магнитном поле нужно применять приборы высокой разрешающей способности. В настоящей работе в качестве такого прибора используется интерферометр Фабри-Перо ИТ-51-30 (5 на рис. 4). Монохроматор УМ-2 7 раздвигает спектральные линии различных длин волн по горизонтальному направлению, что позволяет избежать перекрытия интерференционных картин, соответствующих различным спектральным линиям. В результате совместного действия двух приборов в окуляре УМ-2 видна широкая спектральная линия, пересеченная яркими дугами – частями интерференционных колец, даваемых интерферометром.

В качестве источника излучения в работе используются безэлектродные высокочастотные лампы ВСБ-2. Эти лампы в виде стеклянного шарика диаметром около 20 мм содержат небольшое количество исследуемого металла и инертный газ (криптон) при давлении порядка 1,5 мм рт.ст. Лампа 1 помещается внутрь катушки индуктивности 2 генератора 3, работающего на частоте 100 МГц. В таких высокочастотных полях осуществляется индуктивная связь между возбуждающим контуром и газом внутри лампы. Газ нагревается, вызывая испарение металла с внутренней поверхности стеклянного шарика. Через несколько минут устанавливается такая температура, при которой возникает излучение атомов металла, а излучение атомов газа подавляется. Питание генератора осуществляется с помощью блока питания 12.

Лампа 1 располагается между полюсами электромагнита 11, который питается от выпрямителя 10. Напряжение, подаваемое на выпрямитель, регулируется автотрансформатором. По амперметру определяется ток, протекающий через обмотку электромагнита. За счет изменения величины тока напряженность магнитного поля H может изменяться от 0 до 2000 Э, что определяется по графику зависимости H от силы тока.

Свет от источника, проходя через конденсор 4, попадает на интерферометр Фабри-Перо 5, а затем при помощи конденсора 6 фокусируется на входную щель монохроматора УМ-2. Для каждой спектральной линии положение конденсора 6 должно регулироваться так, чтобы интерференционные полосы были резкими. Исследуемые спектральные линии с помощью барабана длин волн 9 можно вывести в поле зрения окулярного микрометра 8.

Компоненты спектральных линий в магнитном поле поляризованы. Для выделения σ - или π -компонентов расщепления линий используется анализатор (поляроид) 7, устанавливаемый перед щелью монохроматора. Риски на оправе поляроида соответствуют направлениям колебаний вектора E пропускаемого им света.

Метод обработки результатов измерений интерференционных полос

Интерферометр Фабри-Перо дает максимум интенсивности в направлениях, удовлетворяющих условию

$$2L \cos \theta = n\lambda,$$

где L – расстояние между зеркалами интерферометра, n – целое число (порядок интерференции). Порядковое число в промежутках между кольцами одной определенной длины волны будет дробным. Поэтому произвольный порядок n представится в следующем виде: $n = n_i + \Delta n_i$, где n_i – целое число, Δn_i – положительная дробная часть.

Если имеются две очень близкие спектральные линии, расстояние между которыми $\Delta \tilde{\nu}$ (в волновых числах), то соответствующие им кольца интерференционной картины будут отличаться на долю порядкового числа Δn . Тогда

$$\Delta \tilde{\nu} = \frac{\Delta n}{2L}, \quad (30)$$

Для определения Δn имеются методы, основанные на измерении диаметров интерференционных колец. При измерении интерференционной картины окуляр-микрометром трудно измерить эти диаметры. Кроме того, небольшая непараллельность зеркал интерферометра приводит к тому, что одна сторона колец уширена, поэтому измерения диаметров недостаточно точны. Исходя из этих соображений, в данной работе рекомендуется использовать метод измерения нецентральных полос, т.е. участков колец, расположенных по одну сторону от центра. В этом методе для измерения можно выбрать лучшую по резкости часть системы интерференционных колец.

Измерения и вычисления производятся по следующей схеме. Наблюдаемая интерференционная картина для расщепленной в магнитном поле спектральной линии представляет собой систему выделенных поляроидом компонентов, повторяющуюся в каждом интерференционном порядке (рис. 5). Обозначим отсчеты на окуляр-микрометре для компонентов спектральной линии в последовательных порядках через $a_1, b_1; a_2, b_2; a_3, b_3, \dots$. На рис. 5 показаны расстояния между компонентами в каждом порядке (δ_i) и в соседних порядках интерференции ($\Delta_i a, \Delta_i b$). Так как расстояния между кольцами последовательных порядков интерференции изменяются (уменьшаются) по параболическому закону, значения величин $\Delta_1 a, \Delta_1 b, \Delta_2 a, \Delta_2 b, \dots$ уменьшаются с увеличением n почти по линейному закону, при этом доля расщепления Δn остается постоянной величиной.

По измеренным в нескольких порядках расстояниям между компонентами спектральных линий можно найти независимые значения для доли порядкового числа Δn , соответствующей расстоянию между двумя компонентами. Для компонентов a и b имеем:

$$\Delta n_{a,b} = \frac{2\delta_2}{\Delta_1 b + \Delta_2 a} = \frac{2\delta_3}{\Delta_2 b + \Delta_3 a} = \frac{2\delta_4}{\Delta_3 b + \Delta_4 a}. \quad (31)$$

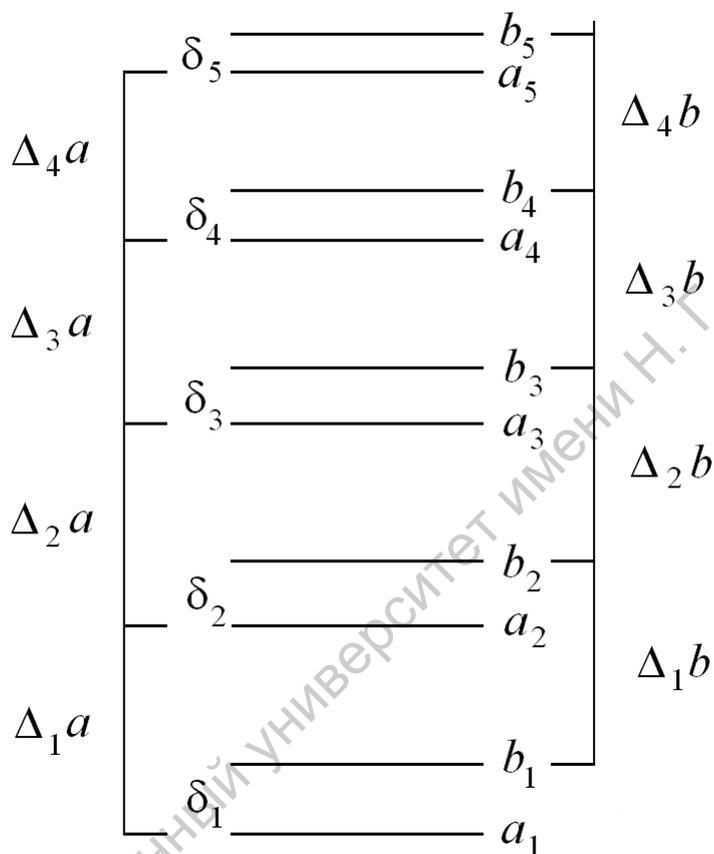


Рис. 5. Расстояния между компонентами интерференционного спектра для односторонних нецентральных участков колец.

Среднее из этих значений при достаточном их числе дает хорошее приближение к истинному значению Δn . Зная Δn , по формуле (30) можно найти расстояние между компонентами $\Delta \tilde{\nu}$ в волновых числах (см^{-1}). Этот метод применим и в случае большего числа компонентов. Погрешность метода невелика, и она тем меньше, чем дальше от центра интерференционной картины расположены порядки, используемые для определения Δn .

Задание 1. Исследование простого эффекта Зеемана.

Исследование проводится на красной линии кадмия ($6438,5 \text{ \AA}$), соответствующей переходу между уровнями 5^1P_1 и 5^1D_2 . Эта линия обладает высокой степенью монохроматичности, поэтому она допускает получение интерференции при большой разности хода.

Порядок выполнения задания.

1. Перед выполнением экспериментальной части работы необходимо нарисовать схему расщепления уровней 5^1P_1 и 5^1D_2 в магнитном поле и указать возможные переходы между подуровнями, а также нарисовать спектр расщепленных линий в частотной шкале (в единицах $\frac{\mu_B H}{h}$).

2. Включить кадмиевую лампу:

а) установить на блоке питания (12 на рис. 4) регулятор «анод» в крайнее левое положение, вращая его против часовой стрелки;

б) включить тумблер «сеть»;

в) через 1-2 мин включить тумблер «анод» и медленно довести ток до 100 мА; корректировать ток около 3 мин, пока он не установится.

3. Снять со щели УМ-2 поляризатор 7. Наблюдая в окуляр-микрометр 8 и вращая барабан длин волн 9, вывести на середину поля зрения красную линию кадмия. Вращая окуляр, добиться максимальной (по глазам) резкости изображения линии

4. Перемещение конденсора 6 добиться симметричного расположения интерференционных колец относительно изображения линии, как это показано на рис. 6, и точной фокусировки интерференционных колец.

5. Включить подсветку шкалы тумблером «свет» в основании корпуса УМ-2. Вращая ручку потенциометра, добиться такой подсветки, чтобы при четкой видимости шкалы она не забивала изображения колец.

6. Вывести автотрансформатор магнита (10 рис. 4) на ноль. Включить тумблер «сеть». Медленно увеличивая ток магнита, наблюдать в оку-

ляр УМ-2 расщепление линии в магнитном поле. Оставить максимальное значение тока.

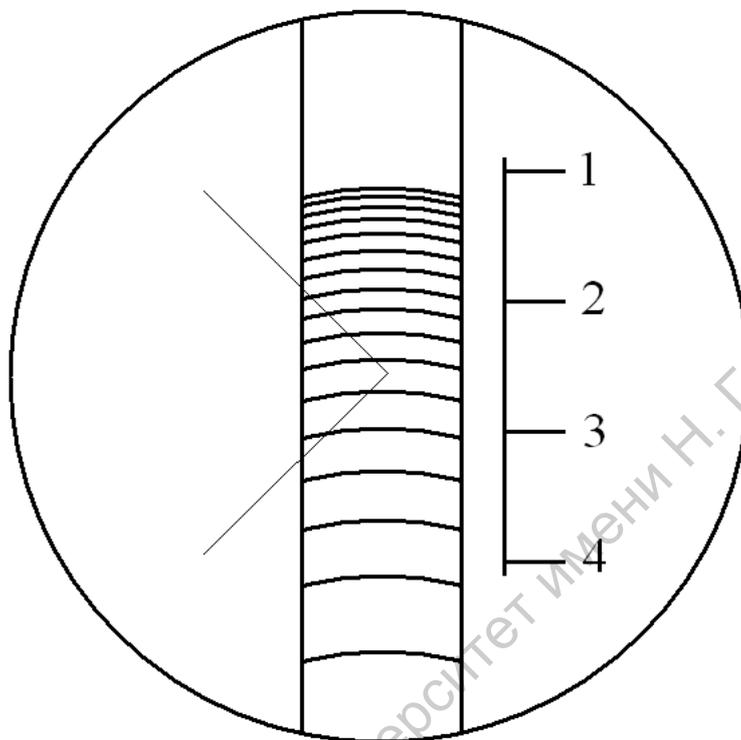


Рис. 6. Расположение интерференционных колец в окуляр-микрометре.

7. Установить перед щелью УМ-2 поляроид 7. Вращая поляроид, провести наблюдение за расщеплением линии в магнитном поле и найти положение анализатора, при котором он пропускает только несмещенный π -компонент или смещенные σ -компоненты. Анализатор оставить в положении, когда видны только σ -компоненты.

8 Вращением барабанчика окуляр-микрометра подвести перекрестье шкалы на центр одной из резких полос (центральный и несколько первых максимумов обычно размыты). По внутренней шкале микрометра (см. рис. 5) отметить целые миллиметры, а по барабанчику – сотые доли. Это и есть относительное положение одного из σ -компонентов, например a_1 .

9. Последовательно совмещая перекрестье с центрами полос, найти значения $b_1, a_2, b_2, a_3, b_3, a_4, b_4, \dots$ и т.д. – в соответствии с рис. 5. При каждом значении напряженности магнитного поля измеряются положения σ -компонентов в пяти порядках.

10. Провести аналогичные измерения при четырех значениях силы тока I , уменьшая его значения на 0,3 А от максимального. Соответствующие значения напряженности магнитного поля находятся по графику $H = f(I)$.

11. Подсчитать по формуле (31) величины $\Delta n_{a,b}$ и по формуле (20) найти смещения $\Delta \tilde{\nu}_H$ (в см^{-1}) для каждого значения H . В расчетах принять $L = 0,8$ см. Следует иметь в виду, что между σ -компонентами смещение равно $2 \Delta \tilde{\nu}_H$ (удвоенному нормальному расщеплению)

12. Представить результаты в виде графика зависимости расщепления линии от напряжения приложенного магнитного поля $\Delta \tilde{\nu}_H = f(H)$.

Задание 2. Исследовать сложный эффект Зеемана.

Исследование проводится на одной из линий триплета кадмия 5085,8, 4799,9 и 4678,15 Å. Эти линии обусловлены переходами между уровнями $6^3S_1 \rightarrow 5^3P_2$, $6^3S_1 \rightarrow 5^3P_1$ и $6^3S_1 \rightarrow 5^3P_0$, соответственно.

Порядок выполнения задания.

1. Перед выполнением эксперимента необходимо нарисовать схему расщепления уровней энергии для указанных переходов, определить по ней число компонентов расщепления и состояние поляризации для каждого перехода. Для этого необходимо найти квантовые числа L, S, J из символики каждого терма, определить число подуровней $2J+1$, посчитать факторы Ланде g_1 и g_2 по формуле (13) и расстояния между подуровнями по формуле (13) в единицах $\mu_B H$. Возможные спектральные переходы оп-

ределяются по правилу отбора (27). Это же правило определяет поляризацию: при $\Delta m_J = 0$ возникают π -компоненты, при $\Delta m_J = \pm 1$ σ -компоненты. Нарисовать спектр расщепленных линий в частотной шкале (в единицах $\frac{\mu_B H}{h}$).

2. Для одной из линий триплета наблюдать и измерять расщепление в магнитном поле в точном соответствии с пунктами 2-12 задания 1. Сравнить теоретически найденное расщепление с наблюдаемым.

3. Представить результаты в виде графика зависимости расщепления спектральной линии от напряженности поля $\Delta \tilde{\nu}_H = f(H)$.

Задание 3. Определение удельного заряда электрона (e/m).

По данным, полученным при определении расщепления спектральных линий в магнитном поле (задание 1 или 2), необходимо определить удельный заряд электрона. В случае простого эффекта Зеемана удельный заряд определяется по формуле

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi c^2}{H} \Delta \tilde{\nu}_H, \quad (32)$$

а в случае сложного эффекта – из соотношения

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi c^2}{H} \Delta \tilde{\nu}_H \left(\frac{1}{g_2 m_{J2} - g_1 m_{J1}} \right). \quad (33)$$

Задание 4. Измерение напряженности магнитного поля.

Расщепление спектральных линий в магнитном поле является одним из бесконтактных методов определения напряженности магнитного поля, так как все константы, входящие в формулы (32) и (33), известны с большой точностью, а смещение $\Delta \tilde{\nu}_H$ измеряется.

Напряженность магнитного поля определяется по величине расщепления зеленой ($\lambda = 508,6$ нм) линии Cd. Линия соответствует переходу $\tilde{\nu} = 6^3S_1 - 5^3P_2$.

Состояние 3S_1 характеризуется следующими квантовыми числами и g -фактором: $S_1=1, L_1=0, J_1=1, g_1=2$.

Для состояния 3P_2 : $S_2=1, L_2=1, J_2=2, g_2=3/2$.

В магнитном поле величина смещения компонентов расщепленной линии относительно первоначальной частоты ν_0 определяется формулой:

$$\Delta\nu_H = \frac{\mu_B H}{h} (g_2 m_{J2} - g_1 m_{J1}). \quad (34)$$

Легко показать, что в рассматриваемом случае разности $\Delta(gm_J) = (g_2 m_{J2} - g_1 m_{J1})$ могут принимать следующие значения: -2, -3/2, -1, -1/2, 0, 1/2, 1, 3/2, 2. Линия расщепляется на девять компонентов (три центральные компоненты - π -компоненты, остальные шесть - σ^- и σ^+ -компоненты) (см. рис. 7).

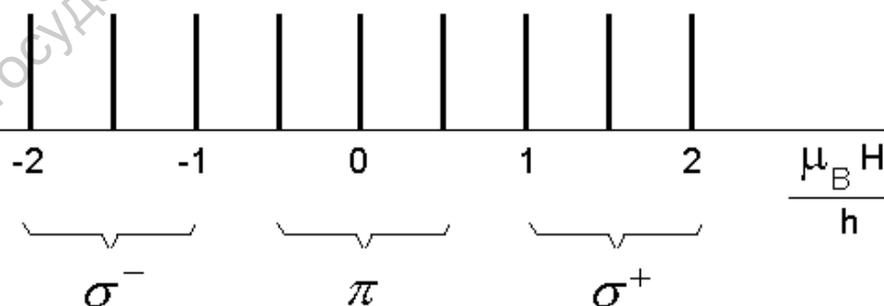


Рис. 7. Спектр зеемановских компонентов.

При установке поляроида в положение, при котором он пропускает только σ -компоненты, в спектре зеемановских компонентов остаются

шесть частот (рис. 8), которые из-за недостаточного разрешения установки сливаются в два компонента, расстояние между которыми можно оценить

$$\text{как } \Delta \nu_H = 3 \frac{\mu_B H}{h}.$$

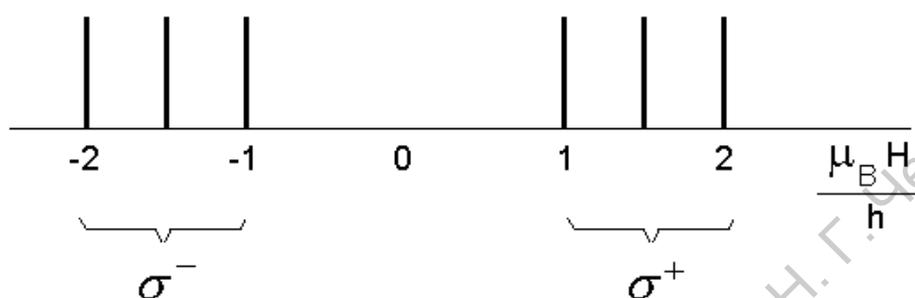


Рис. 8. Спектр σ -компонентов.

Величину частотного интервала между σ -компонентами можно измерить согласно Методике обработки результатов измерений интерференционных полос:

$$\Delta \nu_H = c \Delta \tilde{\nu}, \quad (35)$$

где $\Delta \tilde{\nu} = \frac{\Delta n}{2L}$, Δn - доля порядкового числа интерференционного кольца, L - расстояние между зеркалами интерферометра ($L = 0,8$ см).

Тогда из (34) с учетом (35) получаем

$$H = \frac{h}{\mu_B (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1})} \Delta \nu_H = \frac{h}{3 \mu_B} c \frac{\Delta n}{2L}. \quad (36)$$

Формула (36) позволяет по измеренному значению Δn определить напряженность магнитного поля H .

В работе требуется определить величину H для разных значений силы тока магнита I_M и построить зависимость $H(I_M)$. Для расчета H по формуле (36) принять:

$$h = 6,62 \cdot 10^{-27} \text{ эрг сек, } \mu_B = 9,27 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/гс.}$$

Объем задания определяет преподаватель.

Контрольные вопросы

1. Соотношение между механическими и магнитными моментами атомов.
2. Сложение орбитального и спинового момента атома. Фактор Ланде.
3. Назовите правила квантования проекций магнитных моментов и правила отбора для соответствующих квантовых чисел.
4. Основы квантовой теории сложного и простого эффекта Зеемана.
5. Схема уровней атома, помещенного в магнитное поле.

Литература

Савельев И. В. Курс общей физики. Т.3. Оптика, атомная физика, физика ядра и элементарных частиц. М.: Наука, 1989.

Сивухин Д.А. Общий курс физики. Т.5. Атомная и ядерная физика. М.: МФТИ, ФМЛ, 2002.

Шпольский Э.В. Атомная Физика. Т.1. М.,1994.

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ СПЕКТР. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ДИССОЦИАЦИИ МОЛЕКУЛЫ ЙОДА

Введение

Молекула представляет собой систему связанных химической связью атомов. Важной количественной характеристикой молекулы является прочность химической связи, которая определяется энергией диссоциации (разрыва) молекулы на составляющие элементы (ионы, атомы, радикалы).

Среди методов определения энергии диссоциации особое место занимают спектральные методы, позволяющие проводить прямые измерения этой величины. Для понимания сущности методов определения энергии диссоциации и некоторых других параметров двухатомных молекул по молекулярным спектрам необходимо рассмотреть ряд вопросов, касающихся строения молекул, и основные закономерности, проявляющиеся в спектрах.

При образовании химической связи важное значение имеют электрические взаимодействия зарядов – электронов и ядер атомов. Природа химической связи, а также основные физические и химические свойства молекул могут быть поняты на основе квантово-механического рассмотрения системы взаимодействующих ядер и электронов, образующих молекулу.

Внутренние электроны атомов, благодаря прочной связи с ядром, при тесном сближении атомов в молекуле не изменяют своих состояний и не принимают участия в образовании химической связи. Молекулярную связь осуществляют внешние, слабо связанные с ядрами электроны, энергетические состояния которых сильно изменяются при сближении атомов. Эти, так называемые валентные, электроны образуют электронную оболочку

или электронное облако молекулы. В простейшем случае химическая связь осуществляется двумя валентными электронами (по одному от каждого взаимодействующего атома) с антипараллельными собственными моментами количества движения (спинами) – как, например, в молекуле H_2 .

Потенциальная энергия двухатомной молекулы должна иметь минимум при равновесном расстоянии r_0 между ядрами. Это расстояние определяется равновесием между силой притяжения, возникающей благодаря электронной связи, и силой кулоновского отталкивания между заряженными ядрами. Если атомы сближаются настолько, что расстояние между ними становится меньше равновесного ($r < r_0$), то потенциальная энергия резко возрастает благодаря работе, совершаемой против сил отталкивания между ядрами. При удалении атомов ($r > r_0$) потенциальная энергия также должна возрастать благодаря работе, совершаемой против превосходящей силы электронной связи. По мере увеличения расстояния между атомами потенциальная энергия должна приближаться к некоторому предельному значению, соответствующему диссоциации (разрушению) молекул. Из простых физических соображений следует, что потенциальная энергия взаимодействия атомов в молекуле должна иметь вид, приведенный на рис.1, т.е. иметь минимум при $r = r_0$, резко возрастать до бесконечности при сближении ядер и менее резко возрастать при увеличении межъядерного расстояния до величины, равной энергии диссоциации молекулы. Каждому электронному состоянию молекулы соответствует аналогичная зависимость $E_{эл}(r)$ от межатомного расстояния r .

Ц е л ь р а б о т ы: изучение структуры электронного спектра поглощения; определение энергии диссоциации и параметров молекулы йода.

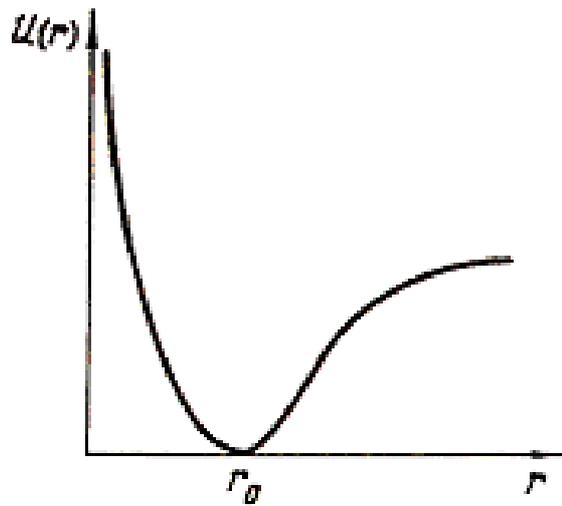


Рис. 1. Зависимость потенциальной энергии двухатомной молекулы от расстояния между ядрами.

Виды движения в молекуле и типы молекулярных спектров

Молекулярные спектры существенно отличаются от спектров атомов, так как движение образующих молекулу частиц является более сложным. Наряду с движением электронов в молекуле может происходить периодическое изменение относительного расположения ядер (колебательные движения молекулы), а также периодическое изменение ее ориентации в пространстве как целого (вращательное движение молекулы).

Этим трем видам движения в молекуле – электронному, колебательному и вращательному – соответствуют три типа квантовых состояний и уровней энергии (рис. 2). Полная энергия молекулы приближенно может быть представлена суммой значений энергий электронного, колебательного и вращательного движений:

$$E = E_{\text{ЭЛ}} + E_{\text{КОЛ}} + E_{\text{ВР}}. \quad (1)$$

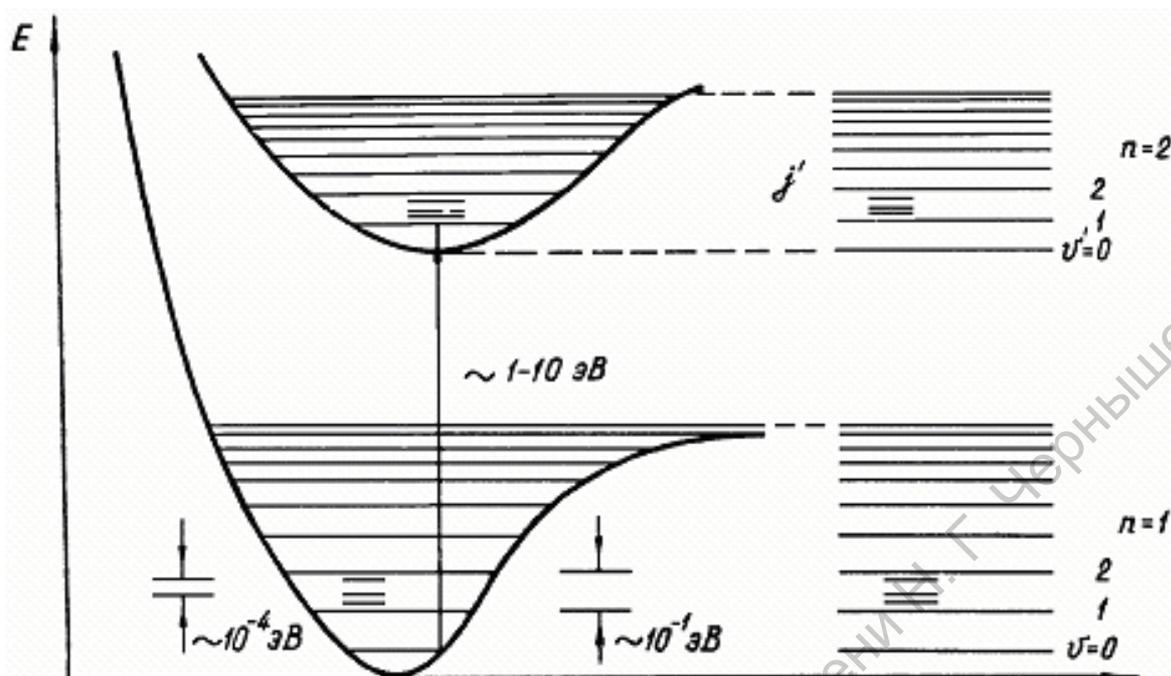


Рис. 2. Схема уровней энергии молекулы.

Такое разделение обосновывается тем, что движение легких электронов происходит значительно быстрее, чем движение тяжелых ядер (колебательное, вращательное). Это обуславливает различный порядок величин энергий движений: $E_{ЭЛ} \gg E_{КОЛ} \gg E_{ВР}$.

Следует отметить, что при более строгом рассмотрении необходимо учитывать также взаимодействие различных видов движений.

Разделение полной энергии на части позволяет квантовать разные виды энергий отдельно: $E_{ВР}$ при заданных $E_{ЭЛ}$ и $E_{КОЛ}$, $E_{КОЛ}$ при заданном $E_{ЭЛ}$ и затем $E_{ЭЛ}$. Каждому электронному состоянию соответствует система колебательных уровней E_v , а каждому колебательному состоянию — система вращательных уровней E_j . Полная энергия в общем случае характеризует некоторое электронно-колебательно-вращательное состояние молекулы (см. рис. 2).

Квантовые переходы между определенными системами уровней энергии приводят к соответствующему спектру.

Рассмотрим различные виды движений в молекуле и спектры, связанные с этими движениями.

Вращательное движение и вращательные спектры молекул

Простая модель вращательного движения двухатомной молекулы – это модель жесткого ротатора, представляющего собой две массы, находящиеся на определенном расстоянии r_0 .

Энергию системы, имеющей момент инерции J и вращающейся с угловой скоростью ω , как известно из механики, можно записать в следующем виде:

$$E_{BP} = \frac{J\omega^2}{2} = \frac{(J\omega)^2}{2J} = \frac{P^2}{2J},$$

где $P = J\omega$ – момент количества движения молекулы. Согласно квантовой механике P принимает дискретные значения: $P_j = \frac{h}{2\pi} \sqrt{j(j+1)}$, где j – вращательное квантовое число. Тогда вращательная энергия молекулы принимает квантовые значения:

$$E_j = \frac{h^2 j(j+1)}{8\pi^2 J} = Bhj(j+1),$$

где $j=0,1,2,\dots$, $B = \frac{h}{8\pi^2 J}$ – вращательная постоянная молекулы.

Вращательные уровни энергии образуют расходящуюся систему, расстояние между уровнями возрастает с увеличением j . Чисто вращательные спектры возникают в результате изменения одного только вращательного состояния молекулы ($\Delta E_{ЭЛ} = \Delta E_{КОЛ} = 0$; $\Delta E_{BP} \neq 0$). Частоты вращатель-

ных линий определяются разностью уровней энергии, между которыми происходит переход:

$$\nu_{BP} = \frac{E_{j'} - E_j}{h} = B[j'(j'+1) - j(j+1)]. \quad (2)$$

Принимая во внимание правило отбора для вращательного квантового числа $\Delta j = j' - j = \pm 1$, получаем

$$\Delta \nu_{BP} = 2Bj'.$$

Вращательный спектр двухатомной молекулы (в приближении жесткого ротатора) представляет собой серию равноотстоящих линий с расстоянием между соседними линиями $2B$.

Расстояние между вращательными уровнями составляет величину

$$\Delta E_{BP} = h\nu_{BP} \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ эВ},$$

т.е. вращательный спектр находится в области следующих частот (длин волн):

$$\nu_{BP} \sim 10^9 - 10^{12} \text{ Гц} \quad (\lambda_{BP} \sim 0,1 \text{ мм} - 10 \text{ см}).$$

Эти длины волн лежат в микроволновой и далекой инфракрасной областях спектра. Чисто вращательным спектром обладают молекулы, имеющие электрический дипольный момент.

Колебательное движение и колебательные (колебательно-вращательные) спектры молекул

Ядра обоих атомов в двухатомной молекуле совершают колебательное движение относительно положения их равновесия, которое определяется взаимодействием между ядрами и электронами. В связи с этим полная энергия электронного движения молекулы $E(r)$ по отношению к движе-

нию ядер (см. рис. 1) играет роль потенциальной энергии. При выборе вида функции потенциальной энергии исходят из приближенных моделей молекулы.

В предположении модели гармонического осциллятора колебательное движение двухатомной молекулы описывается движением двух масс, связанных упругой силой.

Вблизи положения равновесия ($r \approx r_0$) форма потенциальной кривой может быть получена разложением в ряд $E(r)$ по параметру $r - r_0$:

$$E(r) = E(r_0) + \left(\frac{dE}{dr} \right)_{r=r_0} (r - r_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2E}{dr^2} \right)_{r=r_0} (r - r_0)^2 + \dots$$

Так как $E(r)$ имеет в точке r_0 минимум, то $(dE/dr)_{r=r_0} = 0$, и, принимая за начало отсчета $E(r_0) = 0$, получаем, что при малых амплитудах колебаний, когда можно ограничиться первым членом разложения, функция потенциальной энергии является параболой (см. рис. 3):

$$E(r) = \frac{1}{2} \left(\frac{d^2E}{dr^2} \right)_{r=r_0} (r - r_0)^2 = \frac{1}{2} k (r - r_0)^2. \quad (3)$$

Такой потенциальной функции соответствуют малые колебания, совершаемые под действием квазиупругой силы, пропорциональной смещению:

$$F = -\frac{dE}{dr} = -k(r - r_0).$$

Решение задачи в квантовой механике с использованием потенциальной энергии в виде (3) приводит к тому, что энергия гармонического осциллятора $E_{КОЛ}$ принимает квантованные значения:

$$E_v = h\nu_{КОЛ} \left(v + \frac{1}{2} \right), \quad \nu_{КОЛ} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}}, \quad (4)$$

где $v=0,1,2,\dots$ - колебательное квантовое число, $\nu_{КОЛ}$ - колебательная частота, k - упругая постоянная (силовая постоянная), μ - приведенная масса молекулы. Из (4) видно, что для гармонического осциллятора имеется система равноотстоящих уровней энергии, расстояние между которыми составляет $h\nu_{КОЛ}$. Низшему колебательному состоянию ($v=0$) соответствует отличная от нуля энергия ($E_{v=0} = h\nu_{КОЛ} / 2$), т.е. колебательная энергия молекулы всегда отлична от нуля.

В соответствии с правилами отбора для гармонического осциллятора ($\Delta v = \pm 1$) в колебательном спектре должна проявляться одна частота:

$$\nu_{КОЛ} = \frac{E_{v+1} - E_v}{h}. \quad (5)$$

В реальной молекуле возможны колебания с большими амплитудами, которые нельзя аппроксимировать гармоническим осциллятором. Реальные колебания молекулы в той или иной степени ангармоничны. Поэтому функция потенциальной энергии реальной молекулы (сплошная кривая на рис. 3) только при малых колебаниях близка к параболе.

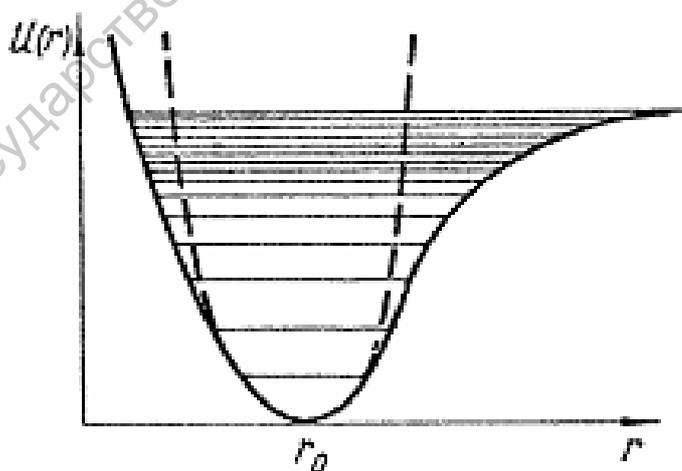


Рис. 3. Кривые потенциальной энергии гармонического (пунктирная) и ангармонического (сплошная) осциллятора.

В предположении модели ангармонического осциллятора в качестве функции потенциальной энергии часто используют функцию, предложенную Морзе:

$$E(r) = D[1 - \exp(-\beta(r - r_0))]^2, \quad (6)$$

где D – энергия диссоциации, β – постоянная, характеризующая форму кривой. При $r \rightarrow \infty$ $E(r) \rightarrow D$. Решение квантово-механической задачи с использованием функции Морзе приводит к квантованным значениям колебательной энергии ангармонического осциллятора:

$$E_v = hv_{КОЛ} \left(v + \frac{1}{2} \right) - hv_{КОЛ} x \left(v + \frac{1}{2} \right)^2, \quad (7)$$

где $v=0,1,2,\dots$, – колебательное квантовое число, а постоянная ангармоничности x непосредственно связана с энергией диссоциации D и по величине составляет несколько сотых:

$$x = \frac{hv_{КОЛ}}{D}. \quad (8)$$

Расстояние между уровнями уменьшается с ростом квантового числа v (см. рис. 3), и уровни сливаются при $E_v \rightarrow D$. Это очевидно из следующего соотношения для разностей колебательных уровней энергии:

$$\Delta E_{v+1,v} = E_{v+1} - E_v = hv_{КОЛ} [1 - 2x(v+1)]. \quad (9)$$

Так как вид потенциальной функции меняется при электронном возбуждении, то для каждого электронного состояния имеется своя система колебательных уровней энергии (см. рис. 2).

Правила отбора для ангармонического осциллятора разрешают переходы между любыми уровнями энергии: $\Delta v = \pm 1, \pm 2, \dots$. Так как расстояния между колебательными уровнями уменьшаются, то чисто колебательный

спектр должен бы представлять систему линий, сближающихся в коротковолновую сторону и переходящую в сплошной спектр.

Частота переходов определяется формулой

$$\nu_{КОЛ} = \frac{E_{v+1} - E_v}{h}. \quad (10)$$

Первая линия, соответствующая переходу $v = 0 \rightarrow v = 1$, называется основной и имеет частоту $\nu_0 \approx \nu_{КОЛ}$, вторая линия ($v = 0 \rightarrow v = 2$) с частотой $\nu_1 \approx 2\nu_0$ - первый обертон, третья линия ($v = 0 \rightarrow v = 3$) с частотой $\nu_2 \approx 3\nu_0$ - второй обертон и т.д. Все эти линии сходятся к пределу $\nu_{ГР} = D/h$, за которым следует сплошной спектр. Подставляя в формулу (10) значения уровней энергии из (7), получим величины этих частот:

$$\nu_0 = \nu_{КОЛ}(1 - 2x), \quad \nu_1 = 2\nu_{КОЛ}(1 - 3x), \quad \nu_2 = 3\nu_{КОЛ}(1 - 4x), \quad (11)$$

где $\nu_{КОЛ}$ - частота гармонических колебаний.

При рассмотрении чисто колебательных переходов не учитывается то обстоятельство, что каждому колебательному состоянию молекулы соответствует система вращательных подуровней, т.е. одновременно молекула совершает колебательное и вращательное движения.

Колебательные переходы молекулы сопровождаются изменением ее вращательных состояний. Поэтому спектр является колебательно-вращательным, так как он возникает в результате изменений обоих видов внутренней энергии молекулы.

В случае колебательно-вращательного спектра электронная энергия молекулы не изменяется ($\Delta E_{ЭЛ} = 0$) и частоты линий этого спектра получаются из следующего соотношения:

$$\nu_{КОЛ-ВР} = \frac{\Delta E_{КОЛ}}{h} + \frac{\Delta E_{ВР}}{h} = \nu_{КОЛ} + \nu_{ВР}.$$

В результате наложения малых вращательных квантов на колеба-

тельные каждая линия колебательного спектра превращается в полосу с вращательной линейчатой структурой. Вращательная структура колебательных полос проявляется в спектрах газов при достаточном разрешении спектральных приборов.

Колебательно-вращательный спектр наблюдается в инфракрасной области спектра: $\nu \sim 10^{12} - 10^{13}$ Гц ($\lambda \sim 2 - 50$ мкм).

Электронные (электронно-колебательно-вращательные) спектры

Полная энергия молекулы без учета взаимодействия между различными видами движений в молекуле является суммой электронной, колебательной и вращательной энергий (см. (1)).

На рис. 4 дана схема уровней энергии для основного и возбужденного электронных состояний молекулы. В каждом электронном состоянии n молекула может находиться в различных колебательных состояниях (ν_n) и в каждом электронно-колебательном состоянии – в различных вращательных состояниях ($j_{n,\nu}$) (чтобы не загромождать рисунок, вращательные уровни не показаны). Совокупность систем уровней энергии, получаемых для каждого электронного состояния молекулы, образует в целом ее энергетический спектр. Эти системы уровней оказываются сходными между собой по характеру расположения уровней, но отличаются интервалами между ними.

Электронные спектры связаны с одновременным изменением всех видов энергий движения молекулы, т.е. происходит электронно-колебательно-вращательный переход:

$$\begin{aligned} \nu_{\text{ЭЛ-КОЛ-ВР}} &= \frac{(E'_{\text{ЭЛ}} + E'_{\text{КОЛ}} + E'_{\text{ВР}}) - (E_{\text{ЭЛ}} + E_{\text{КОЛ}} + E_{\text{ВР}})}{h} = \\ &= \nu_{\text{ЭЛ}} + \nu_{\text{КОЛ}} + \nu_{\text{ВР}}, \end{aligned} \quad (12)$$

где штрих соответствует возбужденному состоянию молекулы. Спектральные полосы поглощения (излучения), отвечающие этому переходу, располагаются в видимой или ультрафиолетовой части спектра. Величина $\nu_{КОЛ}$ характеризует колебательную (полосатую) структуру спектра, а $\nu_{ВР}$ - вращательную структуру полос (рис. 5).

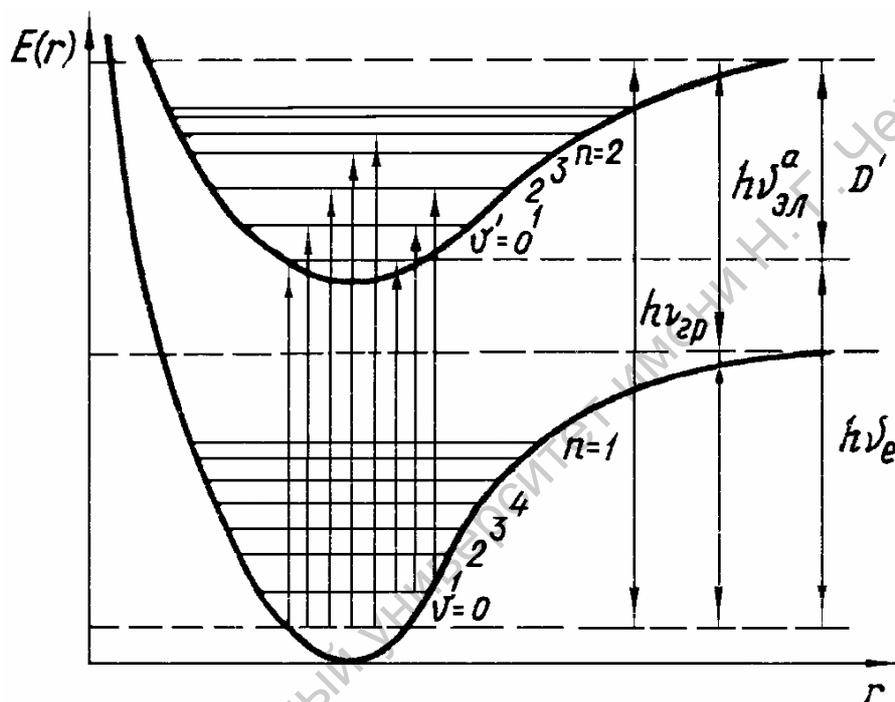


Рис. 4. Схема электронно-колебательных переходов из основного электронного состояния ($n=1$) в возбужденное электронное состояние ($n=2$).

Полосы спектра поглощения имеют определенный вид – резкий кант (границу) со стороны больших длин волн и постепенный спад интенсивности при уменьшении длины волны, что определяется тонкой вращательной структурой полосы спектра.

Рассмотрим особенности колебательной структуры электронного спектра двухатомной молекулы без учета вращательной структуры. Частоты переходов между двумя электронными состояниями $E \rightarrow E'$ описываются формулой

$$\nu_{\text{ЭЛ-КОЛ}} = \frac{(E'_{\text{ЭЛ}} - E_{\text{ЭЛ}}) + (E'_{\text{КОЛ}} - E_{\text{КОЛ}})}{h} = \nu_{\text{ЭЛ}} + \nu_{\text{КОЛ}}, \quad (13)$$

где $E_{\text{КОЛ}}$ и $E'_{\text{КОЛ}}$ – энергии колебательных уровней в основном и возбужденном состояниях, определяемые согласно формуле (7).

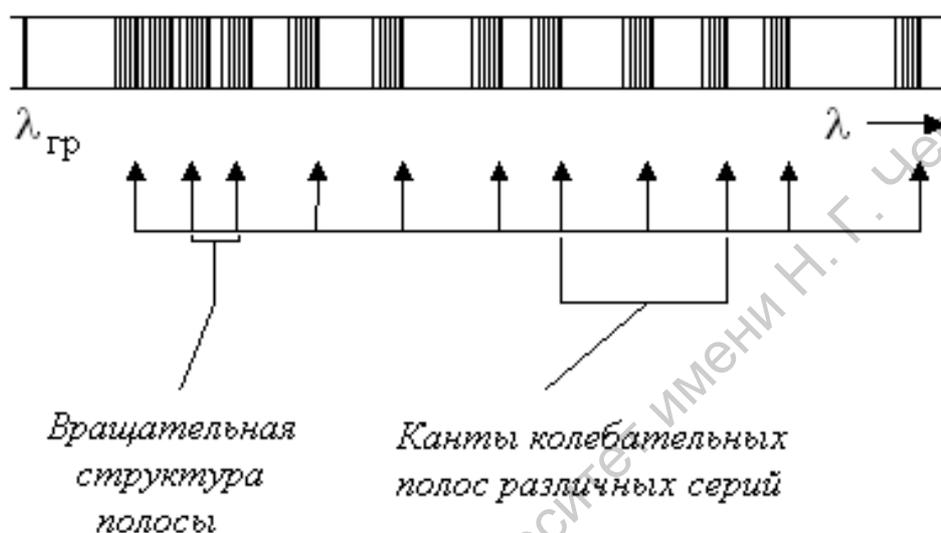


Рис. 5. Вид спектра поглощения паров йода.

Полная система колебательных полос для определенных электронных переходов получается при изменении ν и ν' . При переходе между определенным нижним колебательным уровнем ν основного электронного состояния и различными колебательными уровнями ν' возбужденного электронного состояния в спектре поглощения возникает поперечная серия полос поглощения Деландра (см. рис. 4). При невысоких температурах согласно распределению Больцмана (см. формулу (7) в работе №10) большая часть молекул находится на нижнем колебательном уровне ($\nu=0$) основного электронного состояния. Поэтому при поглощении излучения соответствующих длин волн имеются переходы из нижнего колебательного уровня ($\nu=0$) основного электронного состояния на раз-

личные уровни v' верхнего электронного состояния. Эти переходы и дает серию полос поглощения, которые в основном и наблюдаются в спектре паров йода. Незначительная часть молекул может находиться в основном возбужденном колебательном состоянии $v=1$ основного электронного состояния. Переходы с $v=1$ на колебательные уровни верхнего электронного состояния приводят к появлению дополнительной серии полос, которые частично перекрываются полосами основной серии (см. рис 5). Каждая колебательная серия полос Деландра при увеличении v' сходится (так как сходятся колебательные уровни) к общему пределу $h\nu_{ГР}$, соответствующему энергии диссоциации молекулы из возбужденного электронного состояния. За пределом серии полос имеется участок сплошного поглощения, связанного с процессом диссоциации – разрывом химической связи и распадом молекулы на составные части (фотодиссоциация).

По границе схождения полос можно определить энергию диссоциации из основного электронного состояния. Если энергия поглощенного кванта больше энергии диссоциации молекулы из возбужденного электронного состояния ($E > h\nu_{ГР}$), то молекула распадается, при этом избыток энергии $E - h\nu_{ГР}$ идет на сообщение продуктом распада кинетической энергии, которая не квантуется, что и приводит к появлению непрерывного спектра. При диссоциации молекулы в возбужденном состоянии один из атомов (или ионов) оказывается в возбужденном состоянии. Такая диссоциация может осуществляться при поглощении молекулой кванта света $h\nu_{ГР}$, переводящего ее непосредственно из основного электронного состояния в состояние диссоциации «через возбужденное состояние». Из рис. 4 видно, что

$$h\nu_{ГР} = h\nu_{ЭЛ} + D', \quad (14)$$

где $h\nu_{ЭЛ}$ - энергия электронного возбуждения молекулы, D' – энергия

диссоциации из возбужденного состояния. Энергетически безразлично, будет ли молекула сначала возбуждена и потом разложена на атомы, один из которых окажется в возбужденном состоянии, или молекула сначала расщепляется, а затем один из атомов переводится в возбужденное состояние, следовательно,

$$h\nu_{ГР} = h\nu_{ЭЛ}^a + D, \quad (15)$$

где $h\nu_{ЭЛ}^a$ - энергия возбужденного атома.

Измерив длину волны (частоту), соответствующей границе сбегания полос в электронно-колебательном спектре, можно определить энергию диссоциации молекулы йода D в основном электронном состоянии по соотношению (15), где энергия возбужденного атома йода $h\nu_{ЭЛ}^a$ равна 0,94 эВ.

Энергию диссоциации молекул в возбужденном состоянии D' можно определить по границе сбегания полос, воспользовавшись соотношением (14), при этом нужно учесть, что наименьшая энергия электронного возбуждения молекулы $h\nu_{ЭЛ}$ связана с длинноволновой границей серии λ_0 (начало серии) соотношением:

$$h\nu_{ЭЛ} = h \frac{c}{\lambda_0}. \quad (16)$$

Изучая серии Деландра в поглощении, можно определить некоторые параметры молекул.

Частоты кантов колебательных полос первой серии электронного спектра, т.е. переходы из основного электронного состояния ($n=1$) в возбужденное ($n=2$) при $v=0 \rightarrow v'=1,2,\dots$ и $j=0 \rightarrow j'=0$ можно на основании формулы (7) представить в следующем виде

$$\nu = \frac{\Delta E_{ЭЛ}}{h} + \frac{\Delta E_{КОЛ}}{h} = \nu_{ЭЛ} + \nu'_{КОЛ} \left(\nu' + \frac{1}{2} \right) - \nu'_{КОЛ} x' \left(\nu' + \frac{1}{2} \right)^2 - \frac{\nu_{КОЛ}}{2} + \frac{\nu_{КОЛ} x'}{4},$$
(17)

где $\nu_{КОЛ} x'$ и $\nu'_{КОЛ} x'$ - ангармоничность молекулы в основном и возбужденном состояниях.

В длинноволновой части спектра полосы поглощения йода соответствуют переходам с самого нижнего колебательного уровня ($\nu=0$) невозбужденной молекулы на ряд нижних колебательных уровней возбужденного состояния (см. рис. 4). Нижние колебательные уровни расположены почти эквидистантно, что соответствует приближению гармонического осциллятора, т.е. в этом случае можно пренебречь ангармоничностью колебаний. В этом случае разность частот двух соседних полос $\nu'_1 - \nu'_2 = \Delta \nu' \approx \nu'_{КОЛ}$ даст основную колебательную частоту $\nu'_{КОЛ}$ возбужденного состояния в приближении малых колебаний. По $\nu'_{КОЛ}$ согласно формуле (4) можно определить коэффициент квазиупругой силы k' гармонического осциллятора для возбужденного состояния.

Ангармоничность $\nu'_{КОЛ} x'$ для возбужденного электронного состояния можно определить, составив так называемые «вторые разности» для частот (волновых чисел) кантов полос одной и той же колебательной серии. Пусть имеется ряд переходов с колебательного уровня ν нижнего электронного состояния на колебательные уровни ν' , $\nu'+1$, $\nu'+2$ верхнего электронного состояния. Тогда разность частот $\Delta \nu'$ переходов будет определяться разностью значений энергии возбужденного состояния. Используя соотношение (9), можем определить эти разности:

$$\Delta \nu'_{\nu', \nu'+1} = \frac{E_{\nu'+1} - E_{\nu'}}{h} = \nu'_{КОЛ} - 2\nu'_{КОЛ} x'(\nu'+1),$$

(18)

$$\Delta \nu'_{\nu'+1, \nu'+2} = \frac{E_{\nu'+2} - E_{\nu'+1}}{h} = \nu'_{КОЛ} - 2\nu'_{КОЛ} x'(\nu'+2).$$

По «вторым разностям» $\Delta_2 \nu'$, которые остаются постоянными величинами, можно определить ангармоничность $\nu'_{КОЛ} x'$ молекулы. Так как

$$\Delta_2 \nu' = \Delta \nu'_{\nu', \nu'+1} - \Delta \nu'_{\nu'+1, \nu'+2} = 2\nu'_{КОЛ} x', \quad (19)$$

то получим

$$\nu'_{КОЛ} x' = \frac{\Delta_2 \nu'}{2}. \quad (20)$$

Описание установки

Изучение электронно-колебательного спектра поглощения молекул йода проводится с помощью дифракционного спектрографа высокой дисперсии ДФС-8. Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 6,а. Свет от лампы накаливания, частично поглощаясь в кювете с парами йода, направляется линзой конденсора и поворотным зеркалом на щель спектрографа. Этот свет разлагается диспергирующей системой ДФС-8 в спектр, который можно наблюдать на матовом стекле.

Электронно-колебательный спектр поглощения молекул йода наблюдается в виде темных полос на фоне непрерывного спектра излучения лампы накаливания.

Диспергирующим элементом спектрографа ДФС-8 является плоская дифракционная решетка (ДР на рис. 6,а) с плотностью 600 штрихов на 1 мм и полным числом штрихов $N=60000$, обеспечивающая обратную линейную дисперсию в фокальной плоскости камеры 0,62 нм/мм. Спектрограф выполнен по автоколлимационной схеме. Пройдя осветительную

конденсорную систему, свет от источника попадает на входную щель ДФС-8, а затем с помощью поворотного зеркала (ПЗ) и зеркала коллиматора (ЗК) параллельным пучком направляется на ДР. Разложенный в спектр пучок возвращается на ЗК и, отразившись от него, собирается в фокальной плоскости камеры, где ставится матовое стекло.

Благодаря большой дисперсии прибора полная длина спектра от 200 до 1000 нм заняла бы в фокальной плоскости свыше 1,3 м. Поэтому спектр наблюдается частями. Ширина окна камеры прибора составляет 160 мм, что соответствует полосе со спектральной шириной ~960 нм. Необходимый для исследования участок спектра выводится на матовое стекло поворотом дифракционной решетки с помощью маховика 8 (см. рис. 6,б). Внешний вид прибора схематично показан на рис. 6,б.

На рис. 6,б 1 - щель спектрографа, которая открывается до 0,4 мм барабанчиком 2 микрометрического винта с ценой деления 0,01 мм. Высота спектра ограничивается диафрагмой 3. Кассета 4 с матовым стеклом крепится в рамке зажимом 5. Перемещение рамки вместе с кассетой в вертикальном направлении осуществляется маховиком 6 и контролируется по шкале 7. Поворот дифракционной решетки осуществляется маховиком 8, а средняя длина волны исследуемого диапазона спектра контролируется по шкале 9 в нанометрах (нм). Цена деления шкалы – 5 нм. Ручкой 10 открывается шторка затвора. Тумблером 11 включается подсветка шкалы длин волн. Юстировочные барабанчики фокусировки щели 16 и 17 трогать нельзя.

На том же рисунке показаны тумблеры включения освещения и подогрева кюветы: 12 – сеть 220 В; 13 – подогрев кюветы (вправо – форсированный режим (не более 15 минут), влево – непрерывный режим подогрева); 14 – лампа накаливания; 15 – ртутная лампа.

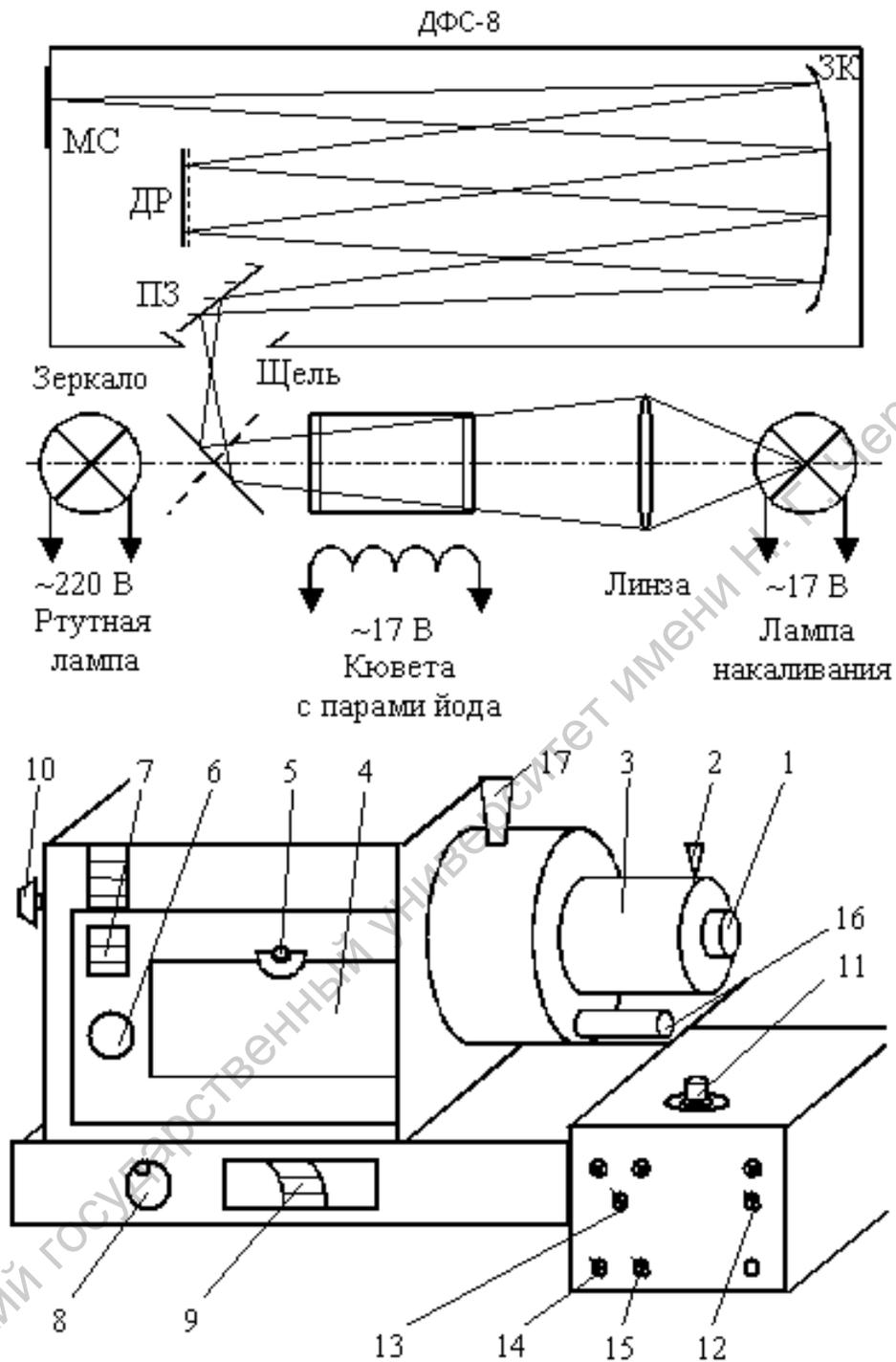


Рис. 6. Оптическая схема (а) и внешний вид (б) экспериментальной установки.

В данной работе, для большей наглядности и быстроты, анализ спектра проводится визуальным наблюдением спектра на матовом стекле и грубым

измерением расстояний между спектральными линиями обычной линейкой. Однако следует помнить, что фотографирование спектра и определение длин волн линий на фотопластинке с помощью измерительного микроскопа или регистрация спектра на современных фоточувствительных матрицах с последующей компьютерной обработкой позволяют с высокой точностью определять важные характеристики молекулы, например ее энергетический спектр, энергию диссоциации, геометрические и силовые параметры, моменты инерции.

Задание 1. Определение энергии диссоциации D молекул йода в основном электронном состоянии по границе сбегающих полос в электронно-колебательном спектре поглощения.

Порядок выполнения задания.

1. Включить тумблер «Сеть» (горит красная лампочка).
2. Включить на 10 мин подогрев кюветы с парами йода в пусковом режиме (тумблер в правом положении, горит зеленая лампочка), по истечении 10 мин переключить подогрев кюветы на постоянный режим (тумблер в левом положении, горит синяя лампочка).
3. Поставить кассету с матовым стеклом.
4. Установить входную щель прибора ДФС-8 с шириной 0,3 мм.
5. Включить лампу накаливания и поворотным зеркалом направить ее излучение на входную щель прибора.
6. Наблюдая спектр на матовом стекле, убедиться в наличии линейчатого-полосатого спектра поглощения молекул йода. Добиться его максимальной яркости малыми перемещениями поворотного зеркала.
7. Включить ртутную лампу. Прогреть ее не менее 5 мин.
8. Направить поворотным зеркалом излучение ртути на входную щель. Вывести на правый край матового стекла линию ртути с длиной волны $\lambda=546$ нм, приняв её в качестве реперной линии...

9. Поворотным зеркалом направить излучение, прошедшее через кювету с йодом, на входную щель и найти границу сбегающих полос спектра поглощения. Чтобы определить длину волны этой границы, нужно с помощью линейки измерить расстояние между границей и реперной линией в мм, а затем воспользоваться линейной дисперсией прибора ДФС-8, равной 0,62 нм/мм.
10. Определить энергию кванта, соответствующего границе сбегающих полос по формуле:

$$h\nu_{ГР} = \frac{1240}{\lambda_{ГР}[\text{нм}]}, \text{ эВ.} \quad (21)$$

11. Определить энергию диссоциации молекул йода в основном состоянии D по формуле (15).

Задание 2. Определение основной частоты $\nu'_{КОЛ}$ колебаний молекулы йода в возбужденном состоянии и коэффициента квазиупругой силы (силую постоянную) k' .

Порядок выполнения задания.

1. Определить на матовой пластинке линию ртути с $\lambda=612,3$ нм, приняв ее в качестве реперной (можно также в качестве реперной линии брать линию ртути с $\lambda=623,4$ нм).
2. В области 590 - 610 нм определить длины волн 6-7 кантов колебательных полос поглощения (темные линии в спектре), для чего необходимо измерить расстояние между реперной линией и выбранными кантами в мм и воспользоваться значением линейной дисперсии прибора в ДФС-8.
3. По длинам волн определить волновые числа кантов полос и разности между ними для соседних полос. Результаты усреднить. Полученное

значение $\nu'_{КОЛ}$ есть основная колебательная частота возбужденного электронного состояния в приближении гармонического осциллятора.

4. По найденному значению $\nu'_{КОЛ}$ согласно формуле (4) определить силовую постоянную k' .

Табличные значения определяемых величин для молекулы йода

Энергия диссоциации из невозбужденного состояния: $D=1,5425$ эВ.

Энергия диссоциации из возбужденного состояния: $D'=0,69$ эВ.

Основная частота колебаний в возбужденном состоянии: $\nu'_{КОЛ}=125,3$ см⁻¹.

Силовая постоянная возбужденного состояния: $k'=6,568 \cdot 10^{-17}$ г·см⁻².

Контрольные вопросы

1. Зависимость потенциальной энергии колебаний двухатомной молекулы от межъядерного расстояния.
2. Полная энергия молекулы и ее составные части.
3. Модель гармонического и ангармонического осцилляторов.
4. Виды молекулярных спектров. Структура спектров.
5. Спектроскопические методы определения энергии диссоциации.

Литература

Савельев И. В. Курс общей физики. Т.3. Оптика, атомная физика, физика ядра и элементарных частиц. М.: Наука, 1989.

Сивухин Д.А. Общий курс физики. Т.5. Атомная и ядерная физика. М.: МФТИ, ФМЛ, 2002.

Ельяшевич М. А. Атомная и молекулярная спектроскопия. М., 1962.

Ландсберг Т. С. Оптика. М., 1976.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПО КРАЮ СОБСТВЕННОГО ПОГЛОЩЕ- НИЯ

Введение

Различные свойства твердого тела определяются или существенно зависят от состояния находящихся в нем электронов. В отличие от атомов и молекул электроны в твердом теле могут находиться как в связанном по отношению к определенному узлу кристаллической решетки, так и в свободном состояниях. Изучение свойств твердого тела связано с изучением энергетического спектра электронов, входящих в состав твердого тела. В общем случае в состав твердого тела входят четыре типа носителей заряда: электроны внутренних оболочек входящих в состав твердого тела атомов, валентные электроны атомов твердого тела, свободные носители зарядов (электроны и дырки) и электроны, связанные с локализованными примесными центрами или какими-либо дефектами решетки. Все типы электронов, кроме первого, определяют взаимодействия света с твердым телом, которые можно классифицировать как взаимодействия с сохранением кванта энергии (пропускание, рассеяние и отражение света твердым телом) и взаимодействия с превращением кванта энергии, в результате которых образуются частицы, не имеющие электрического заряда (фотолюминесценция, превращение в теплоту, генерация экситонов), или частицы с зарядом (внутренний и внешний фотоэффект, генерация пары электрон-дырка). Во всех взаимодействиях с превращением кванта энергии имеет место поглощение света. Среди механизмов поглощения света в твердом теле можно выделить **с о б с т в е н н о е** поглощение, обусловленное переходами

между энергетическими зонами твердого тела. Объединение атомов в кристаллическую решетку приводит к тому, что вместо одного одинакового для всех N атомов уровня энергии возникают N очень близких уровней, то есть каждый уровень изолированного атома расщепляется на N густо расположенных уровней, образующих энергетическую зону. Самая высоколежащая из полностью заполненных электронами зон называется валентной (V - зона), следующая зона после валентной называется зоной проводимости (C - зона). Между разрешенными зонами располагается запрещенная зона (рис. 1). В металлах зона проводимости частично заполнена электронами, в полупроводниках и диэлектриках зона проводимости свободна от

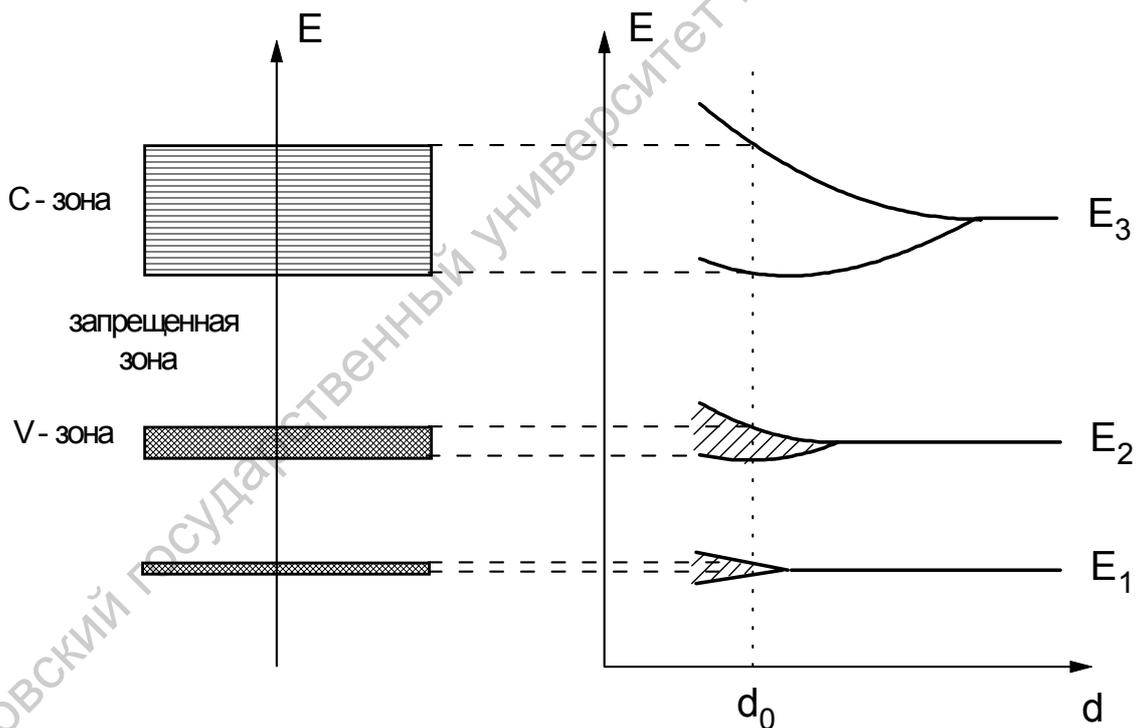


Рис. 1. Образование энергетических зон в кристалле из атомных состояний. Уровни E_1 , E_2 и E_3 являются разрешенными энергетическими уровнями изолированного атома (уровни E_1 и E_2 заняты электронами, на уровне E_3 электронов нет). d - расстояние между соседними атомами, d_0 - равновесное расстояние между соседними атомами.

электронов, и для перевода в нее электронов им необходимо сообщить энергию, достаточную для преодоления запрещенной зоны. В отличие от диэлектриков, ширина запрещенной зоны которых велика (несколько электрон-вольт), перевод электронов в зону проводимости в полупроводниках, ширина запрещенной зоны которых составляет величину порядка электрон-вольта, можно осуществить достаточно легко, в том числе путем облучения полупроводника светом. Собственное или фундаментальное поглощение света в полупроводниках, обусловленное переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости в результате поглощения ими фотонов, энергия которых превышает ширину запрещенной зоны, является характеристическим для вещества, поскольку оно определяется структурой зон. Спектр поглощения представляет собой непрерывную кривую, более или менее круто спадающую в области больших длин волн (рис. 2).



Рис. 2. Спектр собственного поглощения полупроводника.

Ц е л ь р а б о т ы: определение ширины запрещенной зоны полупроводника и определение типа межзонного оптического перехода, приводящего к собственному поглощению.

Основные понятия зонной теории твердых тел

Электрон в твердом теле движется в периодическом потенциальном поле кристаллической решетки. Для того, чтобы понять, какой энергетический спектр будет иметь электрон в этом случае, можно рассмотреть простую одномерную модель движения электрона вдоль цепочки атомов длиной L с межатомными расстояниями a .

Как известно, движение свободного электрона с энергией E и импульсом p описывается волновой функцией

$$\Psi(x, t) = A \exp\left[i \frac{p}{\hbar} x - i \frac{E}{\hbar} t\right], \quad (1)$$

частота ω и волновое число k которой связаны с энергией E и импульсом p электрона соотношениями де Бройля:

$$\omega = \frac{E}{\hbar} = \frac{1}{\hbar} \frac{p^2}{2m}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{p}{\hbar}. \quad (2)$$

Физический смысл волновой функции (1) заключается в том, что квадрат ее модуля определяет вероятность обнаружения электрона в точке x в момент времени t , то есть волна $\psi(x, t)$ является волной вероятности, получившей название волны де Бройля. С другой стороны, если электрон рассматривать как частицу, которая может свободно (без рассеяния) перемещаться вдоль цепочки атомов, то его энергия E увеличивалась бы квадратично при увеличении его импульса (2). На рис. 3 эта зависимость $E(p)$ для свободного электрона показана в виде кривой 1. Однако взаимодействие

электрона с атомами цепочки приводит к тому, что при определенных значениях импульса электрон начинает тормозиться решеткой, что приводит к разрыву параболической зависимости E от p . Чтобы учесть это взаимодействие электрона с атомами кристаллической решетки, необходимо учитывать волновые свойства электрона, то есть рассматривать волну вероятности электрона.

Увеличение p означает, согласно (2), уменьшение длины волны. Если $\lambda \gg a$, то волна практически не рассеивается регулярной периодической структурой. Однако при $\lambda \sim a$ необходимо учитывать явление дифракции, аналогичное рассеянию (дифракции) рентгеновских лучей в кристаллах. Максимально сильное рассеяние происходит при условии, когда отраженные от двух соседних атомов волны усиливают друг друга, то есть когда разность хода между ними $2a$ становится равной целому числу n длин волн:

$$2a = n\lambda_n. \quad (3)$$

Это соотношение определяет значения волнового вектора

$$k_n = \frac{2\pi}{\lambda_n} = n \frac{\pi}{a}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (4)$$

при которых волна не может распространяться вдоль цепочки атомов и отражается от нее. В корпускулярной интерпретации это означает, что, когда импульс электрона приближается к значениям $p_n = \hbar k_n = n \frac{\hbar \pi}{a}$, его скорость $v_{\text{гр}}$ уменьшается и при $p_n = n \frac{\hbar \pi}{a}$ обращается в нуль. Так как скорость электрона равна

$$v_{\text{гр}} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{dE}{dp} = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk}, \quad (5)$$

то в точках $p_n = n \frac{\hbar\pi}{a}$ равна нулю производная $\frac{dE}{dp}$, что приводит к разрыву зависимости E от p на границах зон Бриллюэна, как показано на рис. 3 (кривые 2).

Согласно теореме Блоха решением уравнения Шредингера для электрона в периодическом поле кристаллической решетки является плоская волна Блоха

$$\Psi(x,t) = A(x) \exp\left[i \frac{P}{\hbar} x - i \frac{E}{\hbar} t\right], \quad (6)$$

которая является обобщением волны де Бройля и которая отличается от нее тем, что амплитуда волны является пространственной периодической функцией с периодом, равным постоянной решетки a , каковой является и потенциальное поле, то есть

$$A(x+a) = A(x).$$

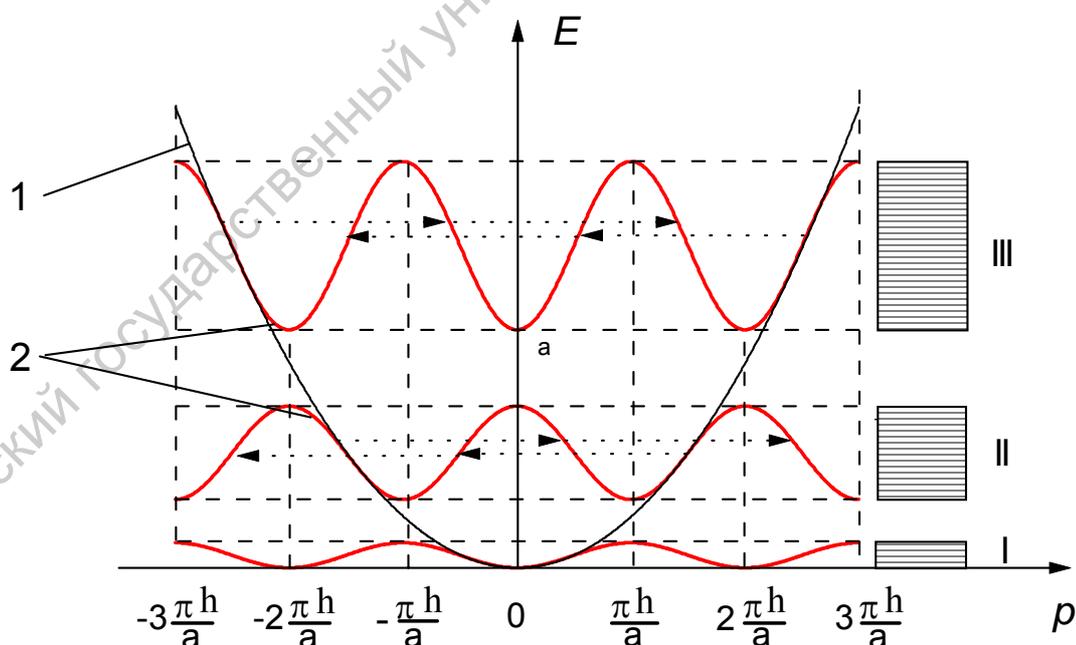


Рис. 3. Схема формирования энергетического спектра электрона в периодическом потенциальном поле.

В этом случае волновые векторы, значения которых k и k' различаются на $n \frac{2\pi}{a}$ (n - целое число), то есть

$$k = k' + n \frac{2\pi}{a},$$

описывают физически неразличимые состояния $\psi(x)$ и $\psi'(x)$ ($|\psi(x)|^2 = |\psi'(x)|^2$):

$$\Psi(x) = A(x) \exp\left[i \frac{2\pi}{a} nx\right] \exp[ik'x] = A'(x) \exp[ik'x] = \Psi'(x),$$

то есть импульсы со значениями p и $p' = p + \hbar \frac{2\pi}{a} n$ становятся неразличимыми. Физически неразличимым значениям импульса должны соответствовать одни и те же значения энергии, поэтому куски разорванной зависимости E от p на рис. 3 (кривые 2) можно перенести параллельно оси p на величину $\hbar \frac{2\pi}{a} n$ (n - целое число) (на рис. 3 эта операция показана пунктирными стрелками), в результате чего энергия становится периодической функцией импульса. Физически различимые p лежат в интервале $\Delta p = \hbar \frac{2\pi}{a}$, каждый из которых называется зоной Бриллюэна.

Первая зона Бриллюэна соответствует интервалу $\left(-\frac{\pi\hbar}{a}, \frac{\pi\hbar}{a}\right)$.

Таким образом, электрон в периодическом поле кристаллической решетки движется как некоторая свободная квазичастица, при этом его движение подчиняется уравнению

$$\frac{dv_{\text{гр}}}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d}{dt} \left(\frac{dE}{dk} \right) = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{dk}{dt} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{dp}{dt} = \left(\frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2} \right) F, \quad (7)$$

которое является уравнением Ньютона движения точечной частицы массы m^* в потенциальном поле силы F , если m^* определить следующим образом:

$$m^* = \frac{\hbar^2}{(d^2E/dk^2)}. \quad (8)$$

Величина m^* называется эффективной массой квазичастицы, она определяет крутизну зависимости E от p . Величина $p = \hbar k$ носит название квазиимпульса.

Энергетическое представление, приведенное на рис.3, носит название представления энергии в пространстве квазиимпульсов. Оно объясняет появление зон I, II, III и т.д. разрешенных состояний (заштрихованные области), разделенных интервалами запрещенных значений энергии. Число энергетических состояний в зоне равно числу атомов в цепочке. Полученные результаты можно обобщить на случай трехмерного кристалла. В этом случае границами зон Бриллюэна являются замкнутые поверхности, заключенные одна в другой. При этом нужно учесть, что, так как в общем случае вид периодического потенциала зависит от структуры кристалла и различен для различных направлений, то зависимость энергии от волнового вектора также различна для разных направлений в кристалле.

Прямые и не прямые межзонные переходы

Из рис. 3 видно, что вблизи верхнего края разрешенной зоны сила, действующая на электрон со стороны кристаллической решетки, будет его тормозить, то есть электрон приобретает отрицательное ускорение. Такое движение с точки зрения классической механики равносильно движению частицы с отрицательной массой. Это означает, что вблизи верхней грани-

цы разрешенной зоны эффективная масса электрона отрицательна. Если учесть, что электрон имеет отрицательный электрический заряд, то его движение в состояниях, соответствующих верхней части энергетической зоны, можно рассматривать как движение положительно заряженной частицы с положительной эффективной массой - дырки.

Наоборот, вблизи нижнего края разрешенной зоны под действием поля кристаллической решетки электрон приобретает положительное ускорение, то есть его эффективная масса положительна. Поэтому на энергетической диаграмме в пространстве квазиимпульсов вблизи границ зон кривизна параболической зависимости энергии от импульса различна: для валентной зоны она отрицательна, а для зоны проводимости - положительна.

Если границы энергетических зон располагаются так, что минимум зоны проводимости располагается над максимумом валентной зоны (рис. 4а), то при взаимодействии фотона с электроном должны выполняться законы сохранения энергии и импульса:

$$\begin{aligned} p_V + p_{\text{фот}} &= p_C, \\ E_V + h\nu &= E_C, \end{aligned} \quad (9)$$

где p_V , p_C и E_V , E_C - импульсы и энергии электрона соответственно в валентной зоне и зоне проводимости, а $p_{\text{фот}}$ и $h\nu$ - импульс и энергия фотона. Так как в оптическом диапазоне импульс фотона много меньше импульса электрона, то после поглощения фотона электрон из валентной зоны переходит в зону проводимости без изменения импульса. Такому переходу соответствует вертикальная стрелка на рис.4а, переход носит название прямого, а соответствующий полупроводник называют прямыми (пример - соединения типа InSb, GaSb, PbS, CdS, CdSe и т.д.).

Если минимум зоны проводимости находится при другом значении p , то после поглощения фотона электрон из валентной зоны в зону проводимости переходит с изменением импульса, который передается фонону или у него отбирается:

$$p_V + p_{\text{фон}} = p_C, \quad (10)$$

$p_{\text{фон}}$ - импульс фонона. Такие переходы носят название непрямых межзонных переходов (рис. 4б), а полупроводник, в котором они имеют место, называют непрямозонным (пример - германий, кремний).

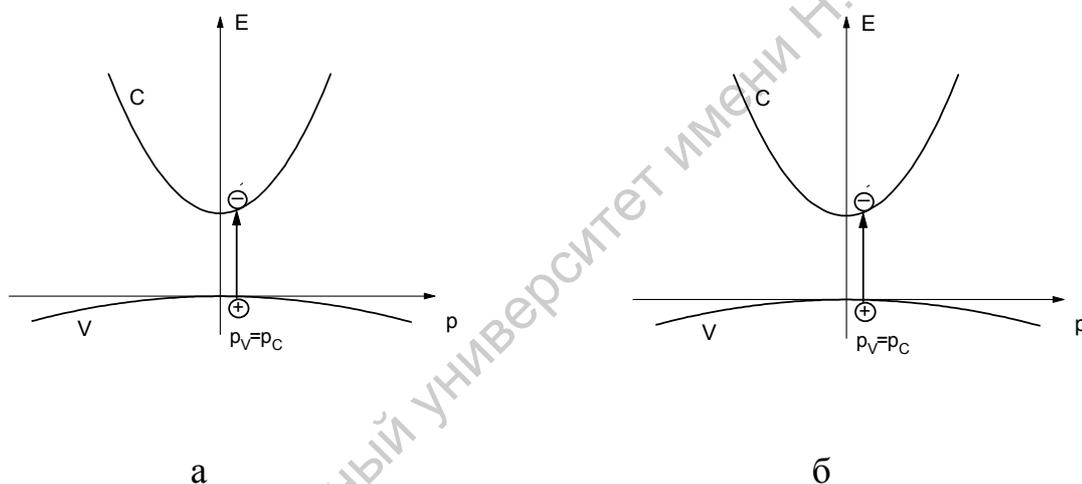


Рис. 4. Прямой (а) и непрямой (б) межзонные переходы.

Плотность состояний электронов в разрешенной зоне

Согласно принципу неопределенности Гейзенберга ($\Delta x \Delta p \approx h$) объем, который занимает один электрон в фазовом пространстве координат и импульсов, равен

$$\int dx dy dz dp_x dp_y dp_z = h^3.$$

Все состояния, классически изображаемые в пределах фазовой ячейки h^3 , неразличимы и должны считаться одним и тем же квантовым состоянием.

Число состояний $g(E)dE$, приходящихся на интервал энергий dE , будет равно числу элементарных объемов h^3 , содержащихся в объеме фазового пространства dV , в котором энергия электронов изменяется в пределах $E, E + dE$. Так как энергия электрона определяется его импульсом

$$E = \frac{p^2}{2m^*}, \quad (11)$$

то фазовый объем dV является произведением геометрического объема тела V_q и объема dV_p в пространстве импульсов, в котором импульс электрона изменяется в пределах $p, p + dp$:

$$g(E)dE = \frac{V_q dV_p}{h^3}, \quad \text{где} \quad dV_p = 4\pi p^2 dp. \quad (12)$$

Тогда с учетом того, что в одной фазовой ячейке могут находиться два электрона с противоположно ориентированными спинами, имеем в единичном геометрическом объеме твердого тела

$$g(E)dE = 2 \frac{dV}{h^3} = 2 \frac{4\pi p^2 dp}{h^3}. \quad (13)$$

Учитывая (11), получим выражение для плотности энергетических состояний электрона в разрешенной зоне:

$$g(E)dE = 8\pi \frac{\sqrt{2m^* E^{3/2}}}{h^3} dE. \quad (14)$$

Поглощение света при прямых межзонных переходах

Коэффициент поглощения света частоты ν при прямых межзонных переходах определяется вероятностью такого перехода и числом состояний в валентной зоне и зоне проводимости, разделенных энергетическим расстоянием $h\nu$. Очевидно, что при прямых переходах каждому состоянию в валентной зоне с данным значением волнового вектора k_i соответствует только одно состояние в зоне проводимости с тем же значением k_i , то есть при переходе энергия электрона в валентной зоне E_i и энергия электрона в зоне проводимости E_j однозначно определяются энергией фотона $h\nu$.

Вблизи $k=0$ зависимость $E(k)$ представляет собой параболу (11). В этом случае будем иметь у нижней границы зоны проводимости (рис. 5)

$$E_j - E_C = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n^*}, \quad (15)$$

а у верхней границы валентной зоны

$$E_V - E_i = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p^*}. \quad (16)$$

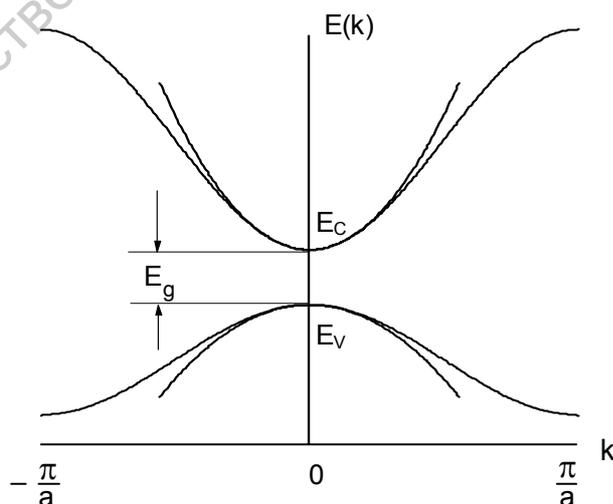


Рис. 5. Схема стандартных, или параболических, зон в полупроводниках.

$$E_C - E_V = E_g.$$

В этом случае из соотношения (14) можно определить число энергетических состояний электрона на единицу объема кристалла у нижней границы зоны проводимости

$$g_C(E_j)dE_j = 4\pi \frac{(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} (E_j - E_C)^{1/2} dE_j \quad (17)$$

и у верхней границы валентной зоны

$$g_V(E_i)dE_i = 4\pi \frac{(2m_p^*)^{3/2}}{h^3} (E_V - E_i)^{1/2} dE_i. \quad (18)$$

В межзонных переходах с поглощением энергии фотона $h\nu$ участвуют только состояния E_i и E_j , удовлетворяющих условию

$$h\nu = E_j - E_i = E_C - E_V + \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left(\frac{1}{m_n^*} + \frac{1}{m_p^*} \right),$$

откуда с учетом (15) и (16) и того, что $E_C - E_V = E_g$, получим, что в процессе прямых переходов участвуют только состояния E_i и E_j , энергии которых выражаются как

$$E_i = \frac{m_n^*}{m_n^* + m_p^*} E \quad \text{и} \quad E_j = \frac{m_p^*}{m_p^* + m_n^*} E, \quad (19)$$

где $E = h\nu - E_g$ (E_g - ширина запрещенной зоны). Тогда число состояний, участвующих в прямых переходах с поглощением света в частотном интервале $[\nu, \nu + d\nu]$, будет равно

$$g(E)dE = \frac{2\pi}{h^3} \left(\frac{2m_p^* m_n^*}{m_p^* + m_n^*} \right)^{3/2} E^{1/2} dE. \quad (20)$$

Если вероятность перехода не зависит от энергии, то коэффициент поглощения света для прямых межзонных переходов равен

$$\alpha(\nu) = \text{const} * (h\nu - E_g)^{1/2} . \quad (21)$$

Таким образом, собственное межзонное поглощение будет иметь место, если энергия фотона превышает ширину запрещенной зоны, то есть собственное поглощение имеет сплошной спектр (рис. 2), длинноволновая граница которого определяется условием

$$\lambda_{\text{гр}} = \frac{c}{\nu_{\text{гр}}} = \frac{hc}{E_g} . \quad (22)$$

Выражение (21) справедливо для разрешенных переходов, которые имеют место, если волновые функции валентной зоны и зоны проводимости определяются состояниями индивидуальных атомов, для которых орбитальные квантовые числа различаются на единицу.

В противном случае прямые межзонные переходы будут запрещены. Для коэффициента поглощения света в случае запрещенного прямого межзонного перехода может быть получено выражение, аналогичное (21):

$$\alpha(\nu) = \text{const}' * (h\nu - E_g)^{3/2} . \quad (23)$$

Таким образом, длина волны $\lambda_{\text{гр}}$, соответствующая границе собственного поглощения, позволяет по формуле (22) определить ширину запрещенной энергетической зоны, а зависимость коэффициента поглощения от частоты вблизи края собственного поглощения - тип оптического перехода: для разрешенного перехода $\alpha(\nu) \sim \nu^{1/2}$, для запрещенных - $\alpha(\nu) \sim \nu^{3/2}$.

Поглощение света слоем полупроводника конечной толщины

При падении светового пучка интенсивностью I_0 на поверхность слоя полупроводника толщиной d часть его RI_0 отражается на границе раздела воздух/полупроводник (R - френелевский коэффициент отражения), а оставшаяся часть $(1-R)I_0$ проходит внутрь полупроводника. По мере распространения внутри слоя интенсивность света согласно закону Бугера-Ламберта экспоненциально уменьшается и после частичного отражения света на второй границе раздела полупроводник/воздух из слоя выходит световой поток с интенсивностью, определенной следующим образом (рис. 6):

$$I_T = I_0(1-R)^2 \exp(-D), \quad (24)$$

где $D = \alpha d$ - оптическая плотность слоя толщиной d , α - коэффициент поглощения полупроводника.

Для вычисления коэффициента поглощения полупроводника α при нормальном падении пренебрегая интерференцией выходящих лучей можно использовать два выражения.

В случае, когда оптическая плотность образца $D < 1$, интенсивность прошедшего через него светового потока будет являться суммой интенсивностей всех составляющих его компонентов и пропускание образца можно оценить как

$$\begin{aligned} T = \frac{I_{\text{вых}}}{I_0} &= \frac{(1-R)^2 I_0 \exp(-D) + (1-R)^2 R^2 I_0 \exp(-3D) + \dots}{I_0} = \\ &= \frac{(1-R)^2 \exp(-D)}{1-R^2 \exp(-2D)}. \end{aligned} \quad (25)$$

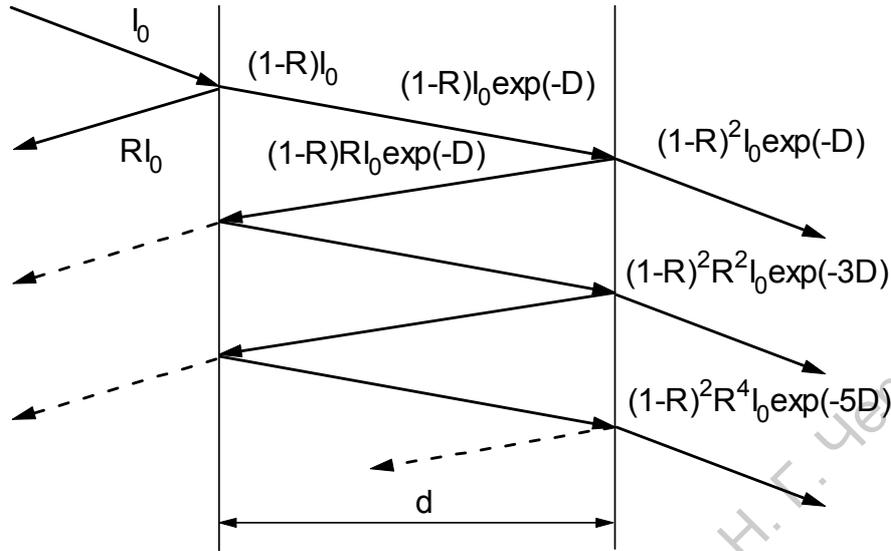


Рис. 6. Изменение интенсивности светового пучка при его прохождении через слой полупроводника.

В случае, когда $D > 1$, справедливым становится выражение

$$T = (1-R)^2 \exp(-D). \quad (26)$$

Величина α у полупроводниковых материалов меняется в широких пределах: от 10^{-2} до 10^5 см^{-1} . Поэтому при измерении коэффициента поглощения обычно подбирается такая толщина образца, чтобы его оптическая плотность $D = \alpha d$ была порядка 1. В этом случае можно с допустимой погрешностью пользоваться выражением (26), которое дает возможность по измеренным значениям R , T и d определить коэффициент поглощения:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{(1-R)^2}{T}. \quad (27)$$

Схема установки

В работе исследуется образец полупроводникового материала на основе $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ ($x=0,6$), граница собственного поглощения которого находится в видимой области спектра.

Схема установки приведена на рис. 7. Излучение лампы накаливания (1) регистрируется с помощью волоконно-оптического световода (2) и малогабаритного спектрометра LESA - 6m (3), предназначенного для измерения спектров отражения и пропускания различных объектов в реальном масштабе времени. Управление спектрометром и регистрация оптических спектров проводится с помощью компьютера (4). Перед торцом приемного световода устанавливается исследуемый образец (6), заключенный между двумя стеклянными пластинами, или стеклянные пластины без образца (5) (последние необходимы для учета френелевского отражения от стеклянных пластин). Блок питания (7) служит для питания лампы накаливания (1).

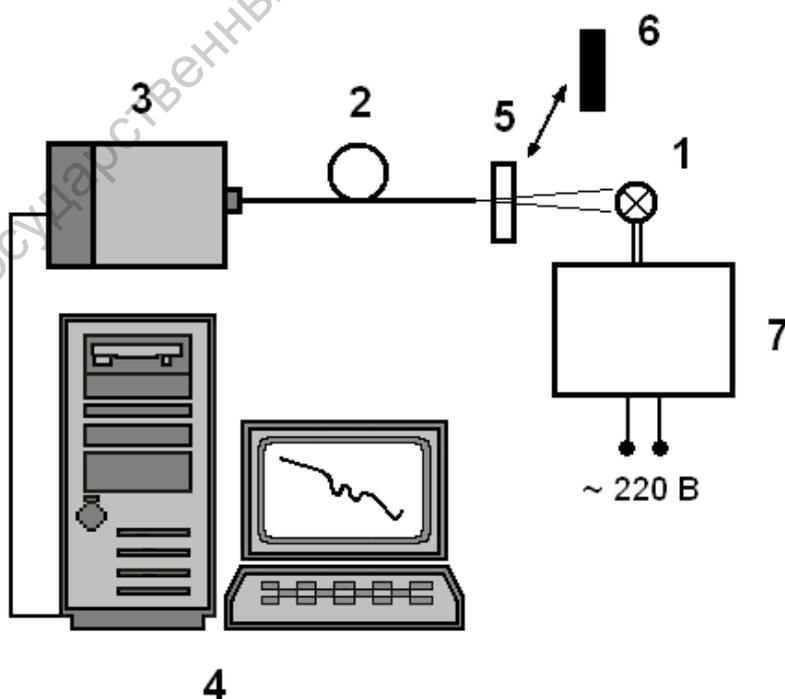


Рис. 7. Схема установки.

Для калибровки прибора вместо лампы накаливания устанавливается ртутная лампа (типа ДРШ-250) (на рис. 7 не приведена). **Калибровка прибора осуществляется инженером практикума.**

Управление спектрометром осуществляется с помощью программы **LESA_6**, адаптированной к версии 3.1 оболочки **Windows**. Для запуска программы необходимо дважды щелкнуть по иконке **lesa** на рабочем столе компьютера (4), с которым связан спектрометр.

После запуска программы на экране монитора возникает рабочее окно (рис. 8) со строкой команд меню в верхней части экрана, окном спектра, панелью управления регистрацией и записью спектров и панелью управления маркерами.

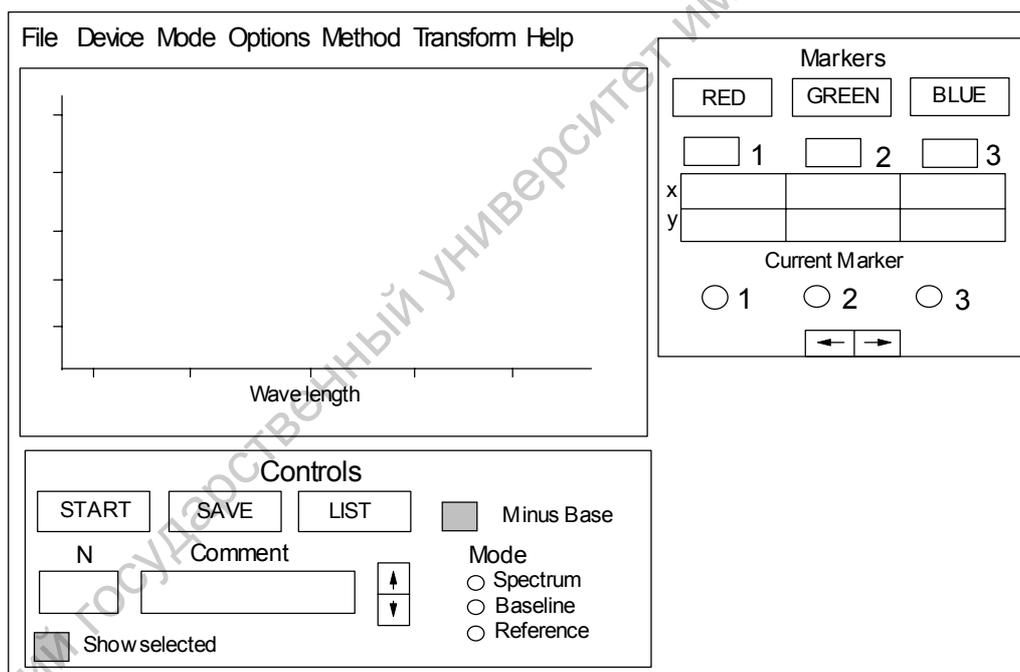


Рис. 8. Рабочее окно программы.

После ввода излучения в приемный световод спектрометра все операции, связанные с регистрацией и сохранением спектра, производятся в рабочем окне.

В окне спектра изображается спектр исследуемого излучения.

Панель управления регистрацией и записью спектров ("**Controls**") содержит кнопку "**Start**" запуска (остановки) системы регистрации спектра, кнопку "**Save**" сохранения исследуемого спектра, кнопку "**List**" просмотра библиотеки файлов записанных спектров и строки "**N**" и "**Comment**", в которых соответственно показан номер спектра (автоматически) и возможна запись комментария к измеряемому спектру.

Панель управления маркерами позволяет отображать в окне спектра вертикальные реперные линии маркеров, которые используются при калибровке спектра или его анализе. В приборе предусмотрена работа с тремя маркерами красного ("**red**"), зеленого ("**green**") и синего ("**blue**") цвета, которые вводятся в окно спектра нажатием соответствующей кнопки. Выбор необходимого маркера производится нажатием кнопки "**Current marker**" с соответствующим номером маркера. Перемещение маркера в окне спектра осуществляется с помощью двух кнопок в нижней части панели. При этом в соответствующих ячейках таблицы указываются длина волны, на которой установлен маркер, и интенсивность соответствующей области спектра.

Задание 1. Измерение спектра пропускания полупроводникового образца.

1. Запустить программу, дважды щелкнув по иконке **lesa** на рабочем столе компьютера. После запуска программы на экране монитора возникает рабочее окно (рис. 8).

2. Включить блок питания лампы накаливания 7.

3. Установить перед торцом световода две стеклянные пластинки без исследуемого образца.

4. Нажать кнопку "**Start**" на панели управления регистрацией и записью спектров. В результате на поле спектра появится мигающий спектр излучения источника, при этом надпись на кнопке меняется на "**Stop**".

5. При необходимости провести дополнительное согласование волоконно-оптического световода с источником излучения.

6. Нажать кнопку **"Stop"**. В результате спектр фиксируется, при этом надпись на кнопке меняется на **"Start"**. Прибор готов к измерению следующего спектра.

7. Сохранить измеренный спектр, номер которого автоматически устанавливается в строке **"N"** панели управления регистрацией и записью спектров **"Controls"** (например, 01), в библиотеке файлов измеренных спектров. Для этого необходимо в окне **"Comment"** поместить комментарий к измеренному спектру (например, **"reper"**) и нажать кнопку **"Save"**. При выполнении данной команды спектр помещается в библиотеку файлов спектров, при этом автоматически увеличивается номер спектра в окне **"N"**.

8. Установить перед торцом световода исследуемый образец.

9. Нажать кнопку **"Start"** на панели управления регистрацией и записью спектров. На поле спектра появится мигающий спектр излучения источника, прошедшего через исследуемый образец.

10. Нажать кнопку **"Stop"**. В результате спектр фиксируется.

11. Сохранить измеренный спектр, поместив в окне **"Comment"** комментарий к нему (например, **"sample"**) и нажав кнопку **"Save"**.

12. Выключить лампу накаливания.

13. Нажать кнопку **"Start"** на панели управления регистрацией и записью спектров. На поле спектра появится мигающий спектр, причиной которого является темновой шум спектрометра.

14. Нажать кнопку **"Stop"**. В результате спектр фиксируется.

15. Сохранить измеренный спектр, поместив в окне **"Comment"** комментарий к нему (например, **"Fon"**) и нажав кнопку **"Save"**.

16. При нажатии кнопки **"List"** просмотра библиотеки файлов запи-

санных спектров на экране дисплея появляется окно, приведенное на рис. 9.

Выделенный файл можно удалить, показать в окне спектра или записать в виде файла с расширением **.dat** путем выполнения команд **"DELETE"**, **"SHOW"** и **"WRITE"**, соответственно.

17. Выделить все три файла.

18. Нажать кнопку **"WRITE"**. В строке появившегося окна ввести название файла (например, фамилию **"Ivanov"**) с расширением **.dat**.

19. Нажать кнопку **"OK"**. Появится картинка с информацией **Data have saved**. Повторно нажать кнопку **"OK"**.

20. Выйти из программы **LESA_6m**.

21. Войти в приложение **ORIGIN**.

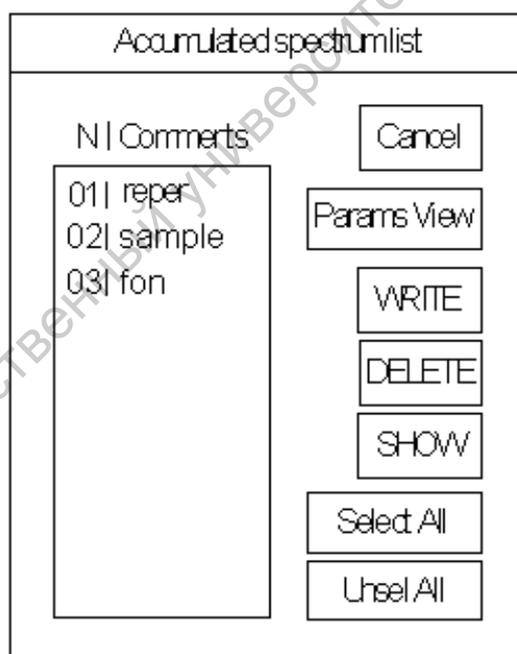


Рис. 9. Окно **"LIST"**.

22. Создать файл **Ivanov.org**. Для этого выполнить последовательно команды **File, Import, ASCII II**. Далее найти файл **d:\lesa_6.dst\Ivanov.dat** и нажать кнопку **"OK"**. Далее работать с файлом **Ivanov.org**.

23. Рассчитать спектр пропускания исследуемого образца по формуле

$$T = \frac{\text{Sample - Fon}}{\text{Reper - Fon}}$$

Задание 2. Обработка экспериментальных данных. Определение ширины запрещенной зоны E_g и типа межзонного перехода.

1. Рассчитать зависимость коэффициента поглощения полупроводника от частоты по формуле (27), используя результаты задания 1 и данные по исследуемому образцу: $d = 20$ мкм, $R = 0,15$. Составить таблицу по нижеприведенной форме:

λ , нм	ν , Гц	$h\nu$, эВ	T	α , см ⁻¹	α^2 , см ⁻²

2. Построить графическую зависимость $\alpha^2 = f(h\nu)$.

3. Выявить на графике участок спектра, где экспериментальные точки удовлетворяют линейной зависимости. Наличие такого участка показывает, что межзонный оптический переход является прямым разрешенным переходом.

4. Экстраполировать линейную зависимость до пересечения ее с осью абсцисс. Точка пересечения определяет ширину запрещенной зоны E_g , выраженную в эВ. Проверить соотношение $\lambda_g [\text{мкм}] \times E_g [\text{эВ}] = 1,24$, где λ_g - длина волны, соответствующая точке пересечения зависимости с осью абсцисс.

Контрольные вопросы

1. Зонная структура полупроводника. Энергетическое представление полупроводника в пространстве квазиимпульсов.

2. Что такое собственное или фундаментальное поглощение? Каковы типы оптических переходов?
3. Чем определяется плотность состояний электронов в разрешенной зоне?
4. Чем различаются спектры поглощения для разрешенных и запрещенных прямых межзонных переходов?
5. Метод определения спектра поглощения полупроводника по спектру его пропускания.
6. Методика определения ширины запрещенной зоны полупроводника по спектру поглощения.

Литература

1. Шпольский Э.В. Атомная физика. М., 1974.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М., 1986. Т.5.
3. Савельев И.В. Курс общей физики. М., 1979. Т.3.
4. Добрецов Л.Н. Атомная физика. М., 1960.
5. Баранов Л.И. Элементы теории полупроводников. Саратов. 1976.
6. Руководство к практическим занятиям по курсу "Методы исследования полупроводниковых материалов, приборов и ИМС". Учебное пособие. Под ред. Д.И.Биленко. Саратов. 1980.
7. Брандт Н.Б. Новый класс фотопроводящих радиационностойких полупроводниковых материалов. // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. №4. С.65-72.
8. Зимняков Д.А., Кочубей В.И., Синичкин Ю.П. Специальный оптический практикум. Компьютеризированные спектральные комплексы для биофизических исследований: Учеб. пособие. – Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1999.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.	3
Введение к лабораторным работам №8 и №9.	4
Лабораторная работа №8. Газовый лазер - 1.	22
Лабораторная работа №9. Газовый лазер – 2.	30
Лабораторная работа №10. Эффект Рамзауэра.	39
Лабораторная работа №11. Тонкая структура спектральных линий атомов щелочных и щелочноземельных элементов	64
Лабораторная работа №12. Эффект Зеемана.	89
Лабораторная работа №13. Молекулярный спектр. Определение энергии диссоциации молекулы йода.	115
Лабораторная работа №14. Определение ширины запрещенной зоны полупроводников по краю собственного поглощения.	137

Учебное издание

Составители: Синичкин Юрий Петрович
Цой Валерий Иванович

ПРАКТИКУМ ПО АТОМНОЙ ФИЗИКЕ

Часть первая

Учебное пособие
для студентов физического факультета

Саратовский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского