

спектра, а при больших Z — в области γ -лучей. При больших Z K -орбита мюона проходит внутри ядра атома. В этом случае приведенные выше формулы становятся неприменимыми. Результаты сильно зависят от распределения электрического заряда в ядре, с чем и связана возможность использования мезоатомов для изучения структуры атомного ядра.

§ 14. Экспериментальное подтверждение постулатов Бора

1. Результаты, изложенные в предыдущем параграфе, являются убедительным экспериментальным подтверждением постулатов Бора. Постулаты Бора лежат в основе физических представлений, которыми руководствовались при создании и совершенствовании оптических квантовых генераторов (лазеров) (см. т. IV, гл. XI), открывших принципиально новые пути не только в физике, но и в технике и других отраслях науки. То обстоятельство, что эти приборы работают в соответствии с предсказаниями теории, свидетельствует о правильности последней, а следовательно, и о правильности самих постулатов Бора.

В этом параграфе приводятся другие экспериментальные факты, подтверждающие постулаты Бора. Сюда относятся прежде всего опыты Джеймса Франка (1882—1964) и Густава Герца (1887—1975), начатые незадолго до появления теории Бора. Первоначальная цель их состояла в измерении *потенциалов ионизации атомов*. Но эти опыты принесли экспериментальное подтверждение постулатов Бора, т. е. решили более важную задачу. В опытах Франка и Герца через исследуемый газ проходили ускоренные электроны. При столкновении с атомами газа последние могли переходить в *возбужденные состояния*, каждое из которых характеризуется определенным значением энергии. Если энергетические уровни атома дискретны, как утверждает первый постулат Бора, то кинетическая энергия электронов должна быть не меньше некоторой минимальной величины, чтобы они начали возбуждать атомы газа. Такой метод возбуждения атомов особенно пригоден для инертных газов и паров металлов, так как атомы этих веществ не обладают электронным сродством, т. е. не проявляют склонности к захвату электронов и образованию отрицательных ионов. Франк и Герц в своих первых опытах пользовались парами ртути. Разумеется, ртутный пар должен быть сравнительно плотным, чтобы электроны сталкивались с атомами достаточно часто. Опыты производились при различных плотностях ртутного пара. С этой целью лампа, в которую было введено несколько капель ртути, помещалась в печь, температуру которой можно было менять и поддерживать постоянной во время опыта.

2. Схема опыта Франка и Герца приведена на рис. 22. Ускоряющая разность потенциалов V приложена между накаливаемым катодом K и сеткой S . Выйдя из K , электроны, пройдя че-

рез пары ртути, направляются к сетке S . Если их кинетическая энергия еще достаточно велика, то после прохождения через сетку они могут преодолеть небольшой задерживающий потенциал V_1 порядка 0,5 В и попасть на собирающий электрод (коллектор) P . В противном случае они не смогут преодолеть задерживающий потенциал V_1 и на коллектор не попадут.

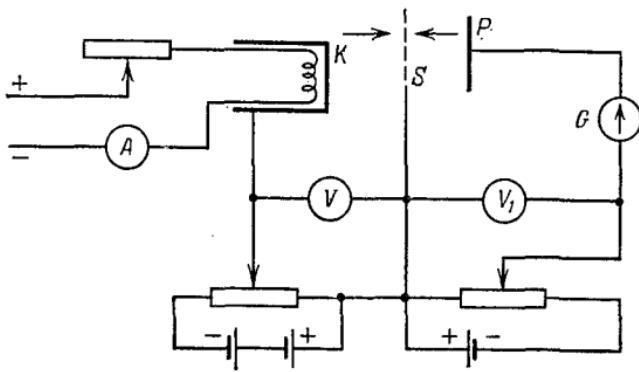


Рис. 22

Электронный ток I на коллектор измеряется гальванометром. Амперметр A служит для контроля постоянства тока накала. Стеклянный баллон, в который заключены накаливаемый катод, сетка и коллектор, на рис. 22 не изображен.

Если бы в сосуде поддерживался вакуум, то примерная зависимость термоэлектронного тока I от ускоряющего напряжения V представлялась бы кривой, приведенной на рис. 23. Из-за

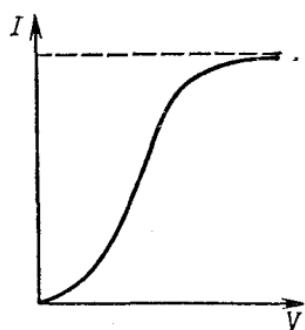


Рис. 23

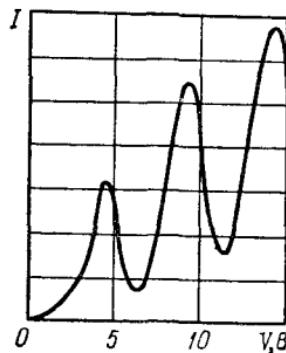


Рис. 24

пространственного заряда эта кривая в самом начальном участке следовала бы закону трех вторых. При больших напряжениях получался бы ток насыщения, не зависящий от V (см. т. III, § 101). Опыт показал, что при наличии в сосуде ртутных паров или других газов кривая $I = I(V)$ имеет качественно совсем другой вид. На ней появляются резко выраженные максимумы и минимумы тока. Для ртути (рис. 24) расстояния между двумя

соседними максимумами или минимумами равны 4,9 В. Такие максимумы и минимумы свидетельствуют о дискретном характере энергетических уровней атома, причем для атома ртути ближайший энергетический уровень лежит выше нормального (наиизнешнего) уровня примерно на 4,9 эВ.

3. Действительно, столкновения электрона с атомами ртути могут быть *упругими* и *неупругими*. При упругих столкновениях внутреннее состояние атома ртути не меняется, а потому кинетическая энергия электрона не тратится на его возбуждение. Она может переходить только в кинетическую энергию атома как целого. Но с этим процессом можно совсем не считаться, так как масса атома ртути почти в 400 тысяч раз превышает массу электрона. При столкновении с атомом электрон отражается от него, как от неподвижной стенки, меняя только направление своего движения. При этом можно не учитывать теплового движения самого атома, так как средняя энергия такого движения $\frac{3}{2}kT$ очень мала по сравнению с энергией, приобретаемой электроном при ускорении в электрическом поле. Пока кинетическая энергия электрона меньше $\mathcal{E}_1 \approx 4,9$ эВ, он не может переводить атом ртути в возбужденное состояние — все столкновения будут упругими. Понятно, что среди множества упругих столкновений электрона с атомами ртути имеются не только столкновения, в которых электрон теряет направление первоначального движения, но и столкновения, при которых это направление почти восстанавливается. Если электрон был в состоянии преодолеть задерживающий потенциал до столкновений, то он сможет сделать то же самое и после нескольких упругих столкновений при условии, что направление его движения стало прежним. Поэтому, пока столкновения упругие, электронный ток I растет с ростом напряжения V .

Положение меняется, когда энергия электрона достигает значения $\mathcal{E}_1 = 4,9$ эВ или больше. Тогда электрон сможет затратить свою кинетическую энергию или часть ее на *возбуждение атома ртути*. В этом случае столкновения называются *неупругими*. Если при этом оставшейся кинетической энергией электрона окажется недостаточно, чтобы преодолеть задерживающий потенциал V_1 , то электрон на коллектор P не попадет, и с ростом напряжения V электронный ток I начнет убывать. При достижении энергии \mathcal{E}_1 ток I не падает скачкообразно до нуля, так как не все скорости электронов одинаковы, хотя бы потому, что при вылете из нити получается тепловой разброс скоростей. Кроме того, для преодоления задерживающего поля имеет значение не полная скорость электрона, а только ее *продольная составляющая*, т. е. составляющая вдоль поля; поперечная составляющая роли не играет. А эта составляющая меняется при упругих столкновениях — сохраняется только полная скорость. Все это ведет к сглаживанию кривой $I = I(V)$. Этим же объ-

ясняется, почему максимумы на кривой тока получаются не точно при энергии \mathcal{E}_1 , достаточной для возбуждения атома, а при энергии несколько меньшей.

При дальнейшем возрастании ускоряющего напряжения электрон, оставшийся после упругого столкновения в ускоряющем поле, может вторично набрать энергию, достаточную для возбуждения первого энергетического уровня атома \mathcal{E}_1 . Если он снова претерпит неупругое столкновение и потеряет энергию, то при достаточно высоком потенциале V он может в третий раз ускориться до энергии, необходимой для возбуждения того же первого энергетического уровня атома, и т. д. В результате таких многократных возбуждений уровня \mathcal{E}_1 на кривой $I = I(V)$ и появляются максимумы вблизи значений энергии $\mathcal{E}_1, 2\mathcal{E}_1, 3\mathcal{E}_1$ и т. д. Наличие контактной разности потенциалов между катодом и сеткой искажает показания вольтметра V , смещающая всю кривую $I = I(V)$ вправо или влево. Однако контактная разность потенциалов исключается, если величину \mathcal{E}_1 определять по расстоянию между соседними максимумами тока $I = I(V)$, которое от нее не зависит.

4. Неупругое столкновение с возбуждением первого возбужденного уровня \mathcal{E}_1 может и не произойти. Электрон может продолжать увеличивать свою энергию в электрическом поле, пока она не достигнет значения, достаточного для возбуждения второго энергетического уровня \mathcal{E}_2 , третьего уровня \mathcal{E}_3 и т. д. Ускоряющие напряжения, соответствующие этим уровням энергии, называются *потенциалами возбуждения* или *критическими потенциалами*. Таким образом, в принципе на кривой $I = I(V)$ вблизи критических потенциалов могут появиться новые максимумы. Однако в плотных газах этого фактически не происходит. Так было и в первых опытах Франка и Герца (при температуре, например, 210°C давление ртутных паров составляет 24 мм рт. ст.). Дело в том, что для накопления нужной энергии электрон без неупругих столкновений должен пройти в ускоряющем электрическом поле расстояние, большое по сравнению с длиной свободного пробега между двумя последовательными неупругими столкновениями. Это условие в случае плотных газов не выполняется. Возбуждение высших энергетических уровней $\mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3, \dots$ возможно при более низком давлении газа и более совершенной аппаратуре (см. пункт 6).

5. Однако, незначительно изменив схему рис. 22, можно приспособить ее для измерения *потенциалов ионизации атомов*. Потенциал ионизации — это наименьшее ускоряющее напряжение, при котором атомы начинают ионизоваться и образовываются положительные ионы. Понятно, что для возможности ионизации электроны должны быть ускорены до энергии, не меньшей энергии ионизации атома. В случае ртути для этого температура печи должна быть невысокой, чтобы давление ртутных паров

составляло примерно 0,5 мм рт. ст. Схема рис. 22 сохраняется. Только теперь положительный полюс вольтметра V_1 надо соединить с отрицательным, а не с положительным полюсом вольтметра V . Тогда всегда потенциал коллектора будет примерно на 0,5 В ниже потенциала катода, каково бы ни было значение ускоряющего сеточного напряжения. Благодаря этому электроны, испускаемые катодом, не смогут попадать на коллектор. Ток через гальванометр G не пойдет, пока нет положительных ионов, т. е. пока ускоряющий сеточный потенциал ниже потенциала ионизации. Как только ускоряющее сеточное напряжение достигнет потенциала ионизации, начнут образовываться положительные ионы — через гальванометр пойдет ток. Показание вольтметра V в этот момент и даст потенциал ионизации ртути. Конечно, в это показание должна быть введена поправка на контактную разность потенциалов между катодом и сеткой, которая находится из предыдущих измерений первого потенциала возбуждения ртути.

6. Чтобы повысить разрешающую способность прибора и наблюдать максимумы, соответствующие высшим энергетическим уровням ртути, можно воспользоваться прежней схемой, изображенной на рис. 22, но вместо одной взять две сетки, между которыми накладывается слабое ускоряющее напряжение порядка 0,1 В. Основное ускоряющее напряжение создается между катодом и первой сеткой, а тормозящее напряжение — между второй сеткой и коллектором. Этим достигается то преимущество, что создается большое пространство между сетками, почти свободное от поля. В таком пространстве электроны, ускоренные до потенциала возбуждения или выше, главным образом и претерпевают неупругие столкновения. Напротив, расстояние между катодом и ускоряющей сеткой должно быть невелико, чтобы между ними было относительно мало столкновений.

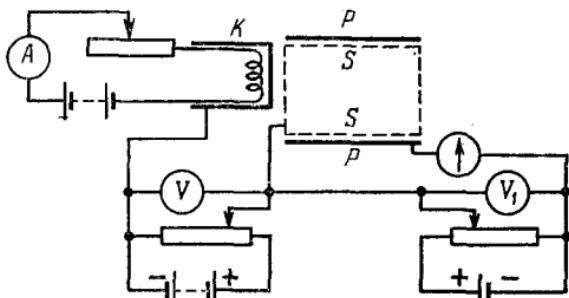


Рис. 25

ускоренные до потенциала возбуждения или выше, главным образом и претерпевают неупругие столкновения. Напротив, расстояние между катодом и ускоряющей сеткой должно быть невелико, чтобы между ними было относительно мало столкновений.

С этим и связано повышение разрешающей способности прибора. Понятно, что давление газа в трубке должно быть невысоким (для ртутных паров порядка 5—6 мм рт. ст.). Таким путем у атома ртути обнаруживается второй потенциал возбуждения $V = 6,7$ В. Третий потенциал возбуждения $V = 10,4$ В является уже ионизационным.

Более совершенный и чувствительный метод измерения критических потенциалов был разработан Герцем. В этом методе электроны, вылетевшие из катода K (рис. 25) и ускоренные потенциалом V , попадают в свободное от

поля пространство, ограниченное цилиндрической сеткой, изображенной на рис. 25 пунктиром (меридиональный разрез). Там происходят их столкновения с атомами газа. При упругих столкновениях электроны, не теряя энергии, отклоняются и могут вылетать через боковую поверхность сетки в слабое задерживающее поле, создаваемое потенциалом $V_1 \approx 0,1$ В, наложенным между сеткой и окружающим ее собирающим электродом P (коллектором). Энергия электронов достаточна, чтобы преодолеть V_1 и попасть на P . Если же при увеличении ускоряющего напряжения V появится неупругие столкновения, то после столкновения энергия электрона может оказаться недостаточной, чтобы преодолеть задерживающее поле и попасть на коллектор P . Ток на коллектор P измеряется гальванометром G . Измерения производятся при двух близких значениях задерживающего потенциала: $V_1 = 0$ и, например, $V_1 = 0,1$ В.

Пока столкновения упругие, показания гальванометра в обоих случаях практически одинаковы. Если же ускоряющее напряжение V достигает значения одного из критических потенциалов, то появляются неупругие столкновения, и во втором случае (т. е. при $V_1 = 0,1$ В) ток в гальванометре G резко падает. Разность показаний гальванометра при $V_1 = 0$ и $V_1 = 0,1$ В может служить мерой для числа электронов, вылетевших из сетки с энергией меньше 0,1 эВ, т. е. для числа электронов, испытавших неупругие столкновения в окрестности рассматриваемого критического потенциала. Так как электроны сталкиваются с атомами там, где электрического поля нет, то после столкновения они не могут вновь набрать энергию, достаточную для возбуждения атома. По этой причине на кривой $I = I(V)$ уже не появляются равноотстоящие максимумы, соответствующие одному и тому же критическому потенциалу. Кратного повторения таких максимумов, как было раньше, не произойдет. Непосредственное исключение контактной разности потенциалов окажется невозможным. Однако контактную разность потенциалов можно найти и затем учесть ее влияние, если известно значение хотя бы одного критического потенциала. Можно также воспользоваться смесью двух газов, для одного из которых критические потенциалы известны.

7. Опыты Франка и Герца подтверждают также и второй постулат Бора, т. е. правило частот. Оказывается, что при ускоряющем напряжении меньше первого критического потенциала $\approx 4,9$ В пары ртути не светятся. В этом случае нет возбужденных атомов ртути, а следовательно, и их переходов в невозбужденное состояние. При повышении ускоряющего напряжения примерно до 4,9 В появляются первые возбужденные атомы. При переходах их в нормальное состояние должно появиться свечение. И действительно, в этом случае наблюдается свечение, состоящее из одной резонансной ультрафиолетовой линии $\lambda = 253,7$ нм.

Конечно, для наблюдения этого свечения стеклянный баллон, в котором находятся пары ртути и остальная аппаратура, не годится, так как стекло непрозрачно для ультрафиолетовых лучей. Не годится и стеклянная оптика для исследования спектрального состава излучения. Подходящими материалами могут быть кварц или флюорит, прозрачные соответственно приблизительно до 180 и 120 нм.

По длине волн линии $\lambda = 253,7$ нм можно вычислить и первый критический потенциал ртути, и притом значительно точнее, чем по максимумам на кривой $I = I(V)$, получаемой в опытах Франка и Герца. Для этой цели можно воспользоваться

формулой

$$\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 = eV = h\nu = hc/\lambda.$$

Подстановка в нее численных значений дает

$$\lambda = \frac{1240}{V(\text{В})} \text{ нм.} \quad (14.1)$$

Полагая в этой формуле $\lambda = 253,7$ нм, найдем $V = 4,887$ В, что хорошо согласуется со значением 4,9 В, полученным в опытах Франка и Герца.

При более совершенной методике эксперимента у атомов ртути обнаруживается второй критический потенциал $V = 6,7$ В. При этом при переходе в основное состояние появляется излучение с длиной волны $\lambda = 184,9$ нм. Этой спектральной линии по формуле (14.1) соответствует $V = 6,705$ В, что также находится в превосходном согласии с опытом. Третий критический потенциал ртути 10,4 В является уже ионизационным. Следовательно, при $V > 10,4$ В должны происходить переходы из несвязанных состояний на все нежеллежащие энергетические уровни. И действительно, опыт показал, что при этом возбуждается полный атомный спектр ртути.

8. Для возбуждения и наблюдения свечения газа ударами электронов установку лучше несколько изменить, так как теперь ускоряющее поле уже не требуется. Принципиальная схема,

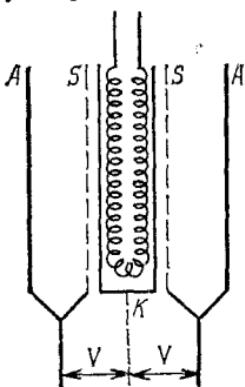


Рис. 26

пригодная для наблюдения свечения, приведена на рис. 26. Ускоряющее напряжение V создается между подогреваемым катодом K и окружающей его цилиндрической сеткой S . В свою очередь сетка S окружена цилиндрическим анодом A . Зазор между катодом K и сеткой S должен быть небольшим, чтобы в нем происходило мало столкновений. Напротив, пространство между сеткой S и анодом A должно быть относительно большим, чтобы почти все столкновения происходили именно в этом пространстве. Это пространство должно быть свободно от поля, для чего анод и сетка соединяются между собой. Таким образом,

как и в установке Герца (рис. 25), ускоряющий промежуток отделен от пространства, где электроны сталкиваются с атомами газа и возбуждают их.

Допустим, например, что лампа заполнена парами натрия. Опыт показывает, что пары натрия не светятся, если ускоряющее напряжение V меньше 2,1 В. При напряжении 2,1 В начинает возбуждаться только желтая D -линия натрия $\lambda = 589,6$ нм. Значит, она является резонансной линией, а $V = 2,1$ В — резонансным потенциалом. Его величину можно уточнить, подставив

значение λ в формулу (14.1). Это дает $V = 2,103$ В. При дальнейшем увеличении ускоряющего напряжения появляются остальные линии спектра испускания натрия.

§ 15. Резонансное свечение и люминесценция

1. В добавление к предыдущему параграфу рассмотрим опыты Вуда (1868—1955) по возбуждению свечения в газах, начатые в 1904—1905 гг. В эвакуированный стеклянный баллон Вуд помещал кусочек металлического натрия. После нагревания баллон наполнялся парами этого металла. Конденсорная линза концентрировала на парах натрия свет от горелки, в пламя которой вводилась поваренная соль. Такой источник света обильно испускал две желтые линии D_1 и D_2 натрия с длинами волн $\lambda_{D_1} = 589,6$ нм и $\lambda_{D_2} = 589,0$ нм. На пути падающего пучка пары натрия начинали светиться ярким желтым светом, распространявшимся во все стороны, а не только в направлении падающего света. Спектроскопическое исследование показало, что свечение состоит из тех же двух желтых линий натрия D_1 и D_2 . Оказалось также, что линии D_1 и D_2 сильно поглощаются парами натрия. С повышением температуры, а следовательно, и плотности паров поглощение увеличивается. Глубина проникновения падающего света в пар уменьшается. Вследствие этого продольные размеры светящейся области сокращаются. При достаточной плотности паров свечение сосредоточивается в тонком поверхностном слое в месте вхождения падающего пучка света. При этом обе линии D_1 и D_2 расширяются и в конце концов сливаются.

Аналогичное явление Вуд наблюдал и в парах ртути. Возбуждающим светом служило ультрафиолетовое излучение ртути с длиной волны $\lambda = 253,7$ нм. Конечно, во избежание сильного поглощения сосуд, содержащий ртутные пары, в этом случае должен быть изготовлен из кварца, а источником света может служить, например, ртутная кварцевая лампа. Оказалось, что ртутные пары сильно поглощают свет именно с длиной волны $\lambda = 253,7$ нм, а затем переизлучают его во все стороны с той же длиной волны. Явление удалось наблюдать, освещая ртутные пары и второй линией ртути $\lambda = 185,0$ нм, хотя в этом случае наблюдение значительно труднее, так как указанная линия поглощается гораздо сильнее. Впоследствии удалось распространить наблюдения и на другие элементы. Не вызывает сомнения, что описанное явление существует во всех веществах, хотя его воспроизведение практически осложняется сильным поглощением и необходимостью иметь подходящий источник света.

2. В то время, когда Вуд наблюдал описанные явления, их, конечно, истолковывали классически. Атому свойственны определенные собственные частоты, с которыми он и излучает