ГЛАВА II

СТРОЕНИЕ, ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ И СПЕКТРЫ АТОМА

§ 9. Ядерная модель атома и опыты Резерфорда

1. В первой четверти 20-го века было установлено, что атом состоит из положительно заряженного *ядра* и окружающей его *электронной оболочки*. Линейные размеры ядра порядка 10^{-13}—10^{-12} см. Размеры самого атома, определяемые электронной оболочкой, примерно в 10^5 раз больше. Однако почти вся масса атома (не менее 99,95 %) сосредоточена в ядре. Это связано с тем, что ядро состоит из «тяжелых» протонов и нейтронов, а электронная оболочка — из одних только «легких» электронов ($m_p = 1836{,}15 m_e$, $m_n = 1838{,}68 m_e$). Число электронов в оболочке нейтрального атома равно заряду ядра, если за единицу принять элементарный заряд (т. е. заряд электрона по абсолютной величине). Но электронная оболочка может терять или приобретать электроны. Тогда атом становится электрически заряженным, т. е. превращается в положительный или отрицательный *ион*.

Химические свойства атома определяются электронной оболочкой, точнее, ее наружными электронами. Такие электроны сравнительно слабо связаны с атомом и поэтому наиболее подвержены электрическим воздействиям со стороны наружных электронов соседних атомов. То же относится к силам притяжения или отталкивания между нейтральными атомами и молекулами (к молекулярным силам). Напротив, протоны и нейтроны прочно связаны внутри ядра. Чтобы воздействовать на ядро, нужны силы, в миллионы раз превосходящие те силы, которые достаточны для отрыва наружных электронов атома. Однако строение и свойства электронной оболочки определяются в конце концов электрическим полем ядра атома.

2. Если изложенная модель атома соответствует действительности, то атом должен быть в высокой степени прозрачным для пронизывающих его частиц. Для пучка электронов это было установлено еще Ленардом. Однако окончательное экспериментальное доказательство этой модели атома было дано Резерфордом (1871—1937) в 1911 г. Поэтому она по справедливости называется *моделью Резерфорда*. По предложению и под руководством Резерфорда его ученики Гейгер и Марсден (1889—1970) исследовали количественно рассеяние α-частиц, испускаемых радиоактивными веществами. В их опытах параллельный

пучок α-частиц направлялся в вакууме на тонкую металлическую фольгу и рассеивался ею. Применялся визуальный метод регистрации рассеянных α-частиц. При ударе о флуоресцирующий экран из сернистого цинка α-частица оставляла на нем вспышку (сцинтилляцию). Отдельные сцинтилляции можно было наблюдать в темноте через лупу или микроскоп. И экспериментаторы производили подсчет таких сцинтилляций.

Оказалось, что подавляющее число α-частиц рассеивалось на небольшие углы порядка 1—3°. Угловое распределение таких частиц хорошо описывалось кривой случайных ошибок Гаусса (1777—1855). Однако наблюдались также отдельные α-частицы, отклоняющиеся на большие углы, доходившие до 150°. Относительное число таких частиц было ничтожно. Например, при прохождении через платиновую фольгу пучка α-частиц от RaC[1]) из 8000 падающих частиц в среднем только одна частица отклонялась на угол, превышавший 90°. Но и этого было бы слишком много, если бы большие отклонения возникали в результате накопления множества случайных отклонений.

Резерфорд сделал вывод, что каждое большое отклонение появляется в результате *единичного акта* взаимодействия какого-то практически точечного силового центра с близко пролетающей α-частицей. Таким силовым центром и является положительно заряженное *ядро атома*. Сама α-частица есть также атомное ядро, именно ядро атома гелия. Это подтверждается тем, что α-частица может быть получена в результате двукратной ионизации атома гелия, как это было уже ранее установлено тем же Резерфордом. Электростатическое взаимодействие между этими двумя ядрами и вызывает рассеяние α-частиц на большие углы.

Изложенное подтверждается снимками треков α-частиц в камере Вильсона. Обычно конец трека α-частицы никакими особенностями не отличается. Но изредка наблюдаются треки, заканчивающиеся изломами и «вилками». Такой случай воспроизведен на рис. 17. Здесь зафиксировано столкновение α-частицы с ядром. В результате столкновения направление движения α-частицы резко изменилось, а пришедшее в движение ядро оставило новый трек, который вместе с треком самой α-частицы образовал «вилку».

3. Резерфорд разработал и количественную теорию рассеяния α-частиц. В этой теории к взаимодействию α-частицы с ядром применяется *закон Кулона*. Это, конечно, гипотеза, так как α-частица может подходить к ядру на расстояния порядка 10^{-12} см (см. задачу 1 к этому параграфу), а на таких расстоя

---

[1]) На самом деле исследовавшиеся α-частицы испускались RaC′, являющимся короткоживущим продуктом RaC (Период полураспада RaC′ — около 10^{-6} с.)

ниях закон Кулона не был проверен экспериментально. Разумеется, движение α-частицы в поле ядра Резерфордом рассматривалось *классически*. Применимость классической механики в рассматриваемом случае можно обосновать с помощью квантовой механики, возникшей несколько позднее (см. § 20). Наконец, масса ядра предполагается большой по сравнению с массой α-частицы, так что ядро может считаться неподвижным. От последнего предположения легко освободиться, заменив массу α-частицы *приведенной массой*.

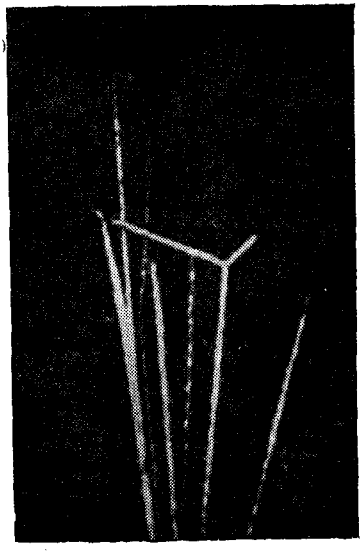

Рис. 11

В опытах Резерфорда применялись очень тонкие металлические фольги с толщиной порядка 10^{-5}—10^{-4} см. В таких случаях при рассеянии на большие углы можно было не учитывать многократные столкновения α-частицы с атомными ядрами. Вероятность двукратных, а тем более многократных столкновений с большими отклонениями ничтожна. Ничтожна вероятность рассеяния на большие углы и на электронах ввиду малости их масс. Многократные столкновения с ядрами и с электронами атомных оболочек играют роль только при очень малых углах рассеяния. Такие углы мы исключим из рассмотрения. Тогда, учитывая взаимодействие α-частицы только с одним ядром, к которому α-частица подходит наиболее близко, мы придем к *задаче двух тел*. От всех остальных ядер α-частица проходит много дальше, и поэтому взаимодействием с ними пренебрегается. Таким образом, теория Резерфорда применима для больших отклонений, когда отклонение вызывается только электрическим полем *одного ядра*, так что по сравнению с этим отклонением все прочие отклонения, вместе взятые, пренебрежимо малы. Соответствующее рассеяние называется *резерфордовским*. Оно является *упругим* в том смысле, что кинетическая энергия α-частицы в результате рассеяния не изменяется, т. е. не растрачивается на возбуждение атомов, а тем более атомных ядер.

Сформулированная задача формально аналогична *задаче Кеплера* (1571—1630) о движении планеты вокруг Солнца. И тут и там сила взаимодействия тел — центральная и меняется обратно пропорционально квадрату расстояния между ними. В случае планеты это сила притяжения, в случае α-частицы —

сила отталкивания. Это проявляется в том, что планета (в зависимости от ее полной энергии) может двигаться и по эллипсу, и по гиперболе, а α-частица — только по гиперболе. Но в математических вычислениях это не имеет значения. Угол рассеяния α-частицы ϑ равен углу между асимптотами ее гиперболической траектории (рис. 18). Для него была получена формула

$$\operatorname{ctg}\frac{\vartheta}{2}=\frac{mbv^2}{2Ze^2} \qquad (9.1)$$

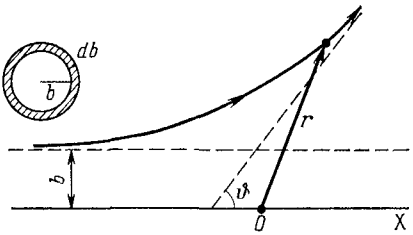

Рис. 18

(см. т. I, § 58). Здесь m — масса α-частицы, v — ее скорость в «бесконечности», т. е. вдали от ядра, Ze — заряд ядра, $2e$ — заряд α-частицы, равный удвоенному элементарному заряду e. (Число Z называется *зарядовым числом* ядра. Ради краткости его часто называют просто *зарядом ядра*, подразумевая, что за единицу принят элементарный заряд e.) Через b обозначено *прицельное расстояние*, т. е. длина перпендикуляра, опущенного из ядра на невозмущенную прямолинейную траекторию α-частицы (или, что то же самое, на касательную к реальной траектории, когда α-частица находилась бесконечно далеко от ядра).

4. Экспериментальной проверке в области атомных явлений, разумеется, доступна не сама формула (9.1), а *статистические следствия* из нее. Введем так называемое *дифференциальное эффективное сечение рассеяния*. Обозначим через I интенсивность плоскопараллельного пучка α-частиц, налетающих на ядро, т. е. число α-частиц пучка, проходящих в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к потоку. Из этого числа через элементарную площадку $d\sigma$, также перпендикулярную к потоку, проходит $dN_1 = I\,d\sigma$ α-частиц. После рассеяния эти частицы попадают в элементарный телесный угол $d\Omega$. Конечно, величина телесного угла $d\Omega$ и направление его оси определяются величиной и положением площадки $d\sigma$. Поэтому dN_1 имеет также смысл числа α-частиц, рассеиваемых ядром в единицу времени в телесный угол $d\Omega$. Отношение dN_1 к I равно $d\sigma$ и имеет размерность площади. Оно и называется *дифференциальным эффективным сечением ядра для рассеяния α-частиц в телесный угол $d\Omega$*. Это понятие применяется к рассеянию не только α-частиц, но и *любых частиц*, а также к *другим процессам*, происходящим с частицами. Таким образом, по определению

$$d\sigma=\frac{dN_1}{I}, \qquad (9.2)$$

т. е. *дифференциальное эффективное сечение рассеяния есть отношение числа частиц, рассеянных атомом в единицу времени в телесный угол $d\Omega$, к интенсивности I падающих частиц.*

Определим теперь дифференциальное сечение для рассеяния α-частиц на отдельном ядре атома. Задача сводится к определению величины площадки $d\sigma$, пройдя через которую α-частица после рассеяния попадает внутрь заданного телесного угла $d\Omega$. Возьмем за ось X прямолинейную траекторию той α-частицы, которой соответствует прицельное расстояние $b=0$ (такая частица испытала бы с ядром лобовое столкновение). Используя цилиндрическую симметрию, для упрощения заменим $d\sigma$ на кольцевую площадку $d\sigma = 2\pi b\, db$, перпендикулярную к потоку. Внутренний радиус такой площадки равен b, наружный $b+db$, а центр расположен на оси X (рис. 18, слева вверху). Интервалу b, $b+db$ соответствует интервал углов рассеяния ϑ, $\vartheta + d\vartheta$, причем по формуле (9.1)

$$db = \frac{Ze^2}{mv^2}\,\frac{d\vartheta}{\sin^2(\vartheta/2)}\,.$$

Введя телесный угол $d\Omega = 2\pi \sin\vartheta\, d\vartheta$, в который рассеиваются α-частицы, прошедшие через кольцевую площадку, нетрудно получить

$$d\sigma = \left(\frac{Ze^2}{mv^2}\right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4(\vartheta/2)}\,. \tag{9.3}$$

В таком виде формула (9.3) справедлива для *любой* элементарной площадки $d\sigma$, а не только для кольцевой. Она и называется *формулой Резерфорда* (см. задачу 3 к § 20).

5. Прежде чем пойти дальше, введем понятие *полного сечения рассеяния* или какого-либо другого процесса. Оно определяется как *отношение полного числа частиц, претерпевших рассматриваемый процесс в единицу времени, к интенсивности падающего пучка частиц.* Полное сечение σ может быть получено из дифференциального сечения $d\sigma$ путем интегрирования его по всем возможным значениям $d\Omega$. В случае рассеяния α-частиц в формуле (9.3) следует сначала положить $d\Omega = 2\pi \sin\vartheta\, d\vartheta$, а затем выполнить интегрирование в пределах от $\vartheta = 0$ до $\vartheta = \pi$ (см. задачу 2 к этому параграфу). Это дает $\sigma = \infty$. Результат этот понятен. Чем дальше площадка $d\sigma$ удалена от оси X, тем меньше угол рассеяния ϑ. Частицы, проходящие через удаленные площадки, практически не отклоняются, т. е. проходят в окрестности угла рассеяния $\vartheta = 0$. Суммарная площадь таких площадок, а с ней и полное число рассеянных частиц бесконечно велики. Бесконечно велико и полное поперечное сечение рассеяния. Впрочем, этот вывод имеет формальный характер, так как при малых углах рассеяния формула Резерфорда (9.3) неприменима.

6. Приведем теперь формулу (9.3) к виду, доступному для экспериментальной проверки. Акты рассеяния α-частиц различными атомами *независимы*. Отсюда следует, что если n — число ядер (атомов) в единице объема, то число α-частиц, рассеиваемых объемом V в единицу времени в телесный угол $d\Omega$, определяется выражением

$$dN = VnI\,d\sigma = VnI\left(\frac{Ze^2}{mv^2}\right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4(\vartheta/2)}. \qquad (9.4)$$

В таком виде формула Резерфорда и была подтверждена на опыте. В частности, на опыте было показано, что при постоянстве $d\Omega$ величина $dN\sin^4(\vartheta/2)$ постоянна, т. е. не зависит от угла рассеяния ϑ, как это и должно быть согласно формуле (9.4).

Подтверждение формулы Резерфорда на опыте может рассматриваться как *косвенное доказательство закона Кулона* на таких малых расстояниях, на какие могут сближаться центры α-частицы и взаимодействующего с ней ядра. Другим доказательством могут служить опыты Блэкетта (1897—1974) по рассеянию α-частиц в газах. Фотографировалось большое количество треков α-частиц в камере Вильсона, измерялись угловые отклонения их и подсчитывалось, как часто встречаются определенные углы рассеяния. Эти опыты также подтвердили формулу Резерфорда. Но главной целью их была проверка закона Кулона. Оказалось, что при расстояниях между центрами α-частицы и взаимодействующего ядра в случае воздуха от $3\cdot10^{-12}$ до $5\cdot10^{-10}$ см, а в случае аргона от $7\cdot10^{-12}$ до 10^{-9} см закон Кулона подтверждается экспериментально. Отсюда не следует, что этот закон справедлив на любых расстояниях между центрами взаимодействующих ядер. Опыты по упругому рассеянию легких ядер, ускоренных ускорителями, также на легких, но неподвижных ядрах показали, что наблюдаются резкие отступления от закона Кулона, когда указанное расстояние уменьшается до 10^{-12} см и меньше. На таких расстояниях проявляют свое действие *ядерные силы* притяжения, перекрывающие кулоновские силы отталкивания ядер.

7. Формулу (9.4) можно применить для измерения заряда ядра. Для этого надо измерить dN и I. После этого можно вычислить Z, так как все прочие величины в формуле (9.4) могут считаться известными. Основная трудность состоит в том, что величины dN и I очень сильно отличаются друг от друга. В первых опытах они измерялись на различных установках, т. е. в разных условиях, что вносило значительные ошибки. В опытах Чэдвика (1891—1974) этот недостаток был устранен. Рассеивающая фольга имела форму кольца AA' (рис. 19), радиоактивный препарат R (источник α-частиц) и флуоресцирующий экран S из ZnS устанавливались на оси кольца на одинаковых

расстояниях от него. Для подсчета сцинтилляций от α-частиц, рассеянных фольгой, отверстие кольца AA' закрывалось экраном, непрозрачным для α-частиц. Наоборот, для измерения I производился подсчет сцинтилляций, когда отверстие было свободно, а кольцо AA' закрыто. Так как в этом случае число сцинтилляций было очень велико, то для его уменьшения перед экраном S устанавливался вращающийся диск с узким вырезом. Зная ширину выреза и сосчитав число сцинтилляций, можно вычислить I. Чэдвик нашел для платины $Z = 77{,}4$, серебра $Z = 46{,}3$, меди $Z = 29{,}3$. Атомные или порядковые номера этих элементов в периодической системе Менделеева равны соответственно 78, 47, 29. Тем самым был подтвержден уже известный результат, впервые установленный Мозли (1887—1915), что заряд ядра Z совпадает с атомным номером элемента (см. § 48).

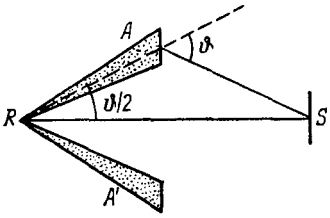

Рис. 19

8. Вернемся снова к модели атома, обоснованной опытами Резерфорда. Могут ли атомное ядро и окружающая его электронная оболочка образовать устойчивую систему, какой, несомненно, является атом? Если бы это было возможно, то эти частицы не могли бы находиться в покое. В противном случае получилась бы электростатическая система (практически) точечных зарядов, между которыми действуют кулоновы силы, а такая система, согласно теореме Ирншоу (см. т. III, § 9), неустойчива. Кулоновы силы меняются обратно пропорционально квадрату расстояния между взаимодействующими частицами. Но так же меняются гравитационные силы между телами планетной системы. Устойчивость планетной системы обеспечивается вращением планет вокруг Солнца. Поэтому Резерфорд естественно пришел к *планетарной модели атома*, в которой электроны вращаются вокруг ядра.

Однако, согласно классической электродинамике, при движении заряда меняется и электромагнитное поле, источником которого является заряд. В частности, *электрический заряд, движущийся ускоренно, излучает электромагнитные волны.* Вращающийся электрон имеет ускорение, а потому должен непрерывно излучать. Теряя энергию на излучение, электрон непрерывно приближался бы к ядру и в конце концов упал бы на него (см. задачу 4 к этому параграфу). Таким образом, и при наличии движения получается *неустойчивая* модель атома. Можно было бы предположить, что закон Кулона и прочие законы, определяющие электромагнитное поле в электродинамике, нарушаются в случае элементарных частиц и малых расстояний. Можно было бы учесть ядерные силы и ввести неизвестные

нам гипотетические силы, обеспечивающие устойчивость атома. Но и это не спасает положения. Каковы бы ни были силы, согласно общим принципам классической механики спектр излучения атома должен состоять из нескольких основных частот и соответствующих им обертонов. Опыт приводит к совсем иной закономерности, выражаемой *комбинационным принципом Ритца* (1878—1909) (см. § 11). Приходится констатировать, что классическая механика и электродинамика оказались не в состоянии объяснить *существование атомов* как устойчивых систем атомных ядер и электронов. Решение этой проблемы было получено только в рамках квантовой механики.

ЗАДАЧИ

1. На какое расстояние r при лобовом столкновении могут сближаться центры α-частицы с энергией $\mathscr{E} = 6$ МэВ и неподвижного ядра золота? Заряд ядра золота $Z = 79$.

Ответ. $r = 2Ze^2/\mathscr{E} = 3{,}8\cdot 10^{-12}$ см.

2. Определить сечение $\Delta\sigma$ резерфордовского рассеяния α-частицы на атомном ядре на угол рассеяния, превышающий ϑ.

Ответ.

$$\Delta\sigma = 4\pi\left(\frac{Ze^2}{mv^2}\right)^2 \operatorname{ctg}^2\frac{\vartheta}{2}. \tag{9.5}$$

3. В опытах по рассеянию α-частиц применялась платиновая фольга толщиной $\delta = 8\cdot 10^{-5}$ см. Пробег α-частицы от радия C′ в воздухе (при 15 °C и давлении 760 мм рт. ст.) оказался равным 6,96 см. Из графика, выражающего соотношение между пробегом и кинетической энергией $\mathscr{E}$ α-частицы, можно найти, что $\mathscr{E} \approx 5{,}9$ МэВ. Определить относительную долю α-частиц, рассеявшихся на угол, превышающий $\vartheta = 90°$. Плотность платины $\rho = 21{,}5$ г/см^3, заряд ядра $Z = 78$, атомная масса $A = 195$.

Решение. Согласно формуле (9.5) поперечное сечение рассеяния в углы $\vartheta > \pi/2$ определяется выражением

$$\Delta\sigma = 2\pi\,(Ze^2/\mathscr{E})^2,$$

так как кинетическая энергия α-частицы $\mathscr{E} = mv^2/2$. Число рассеивающих ядер в фольге $N = S\delta n$, где S — полная площадь фольги, а n — число ядер в единице объема. На одно ядро приходится площадь $s = S/N = 1/\delta n$. В углы $\vartheta > \pi/2$ попадают α-частицы, рассеивающиеся только в результате единичных актов столкновения с ядрами. Такие столкновения *независимы*. Поэтому относительная доля частиц, рассеиваемых в такие углы, будет

$$\frac{\Delta\sigma}{s} = 2\pi\left(\frac{Ze^2}{\mathscr{E}}\right)^2 \delta n.$$

Подставляя сюда $n = \rho N_A/A$, где N_A — постоянная Авогадро, получим

$$\frac{\Delta\sigma}{s} = 2\pi\left(\frac{Ze^2}{\mathscr{E}}\right)^2 \frac{\rho}{A}\,\delta N_A = \frac{1}{8200}.$$

4. Через какой промежуток времени t электрон, вращающийся вокруг протона по окружности радиуса $a_0 = 0{,}53\cdot 10^{-8}$ см, упал бы на ядро вследствие потерь энергии на излучение, если бы к нему были применимы классические механика и электродинамика?

Решение. Несмотря на наличие излучения, при приближенном вычислении ускорения электрона можно пользоваться формулой $|\dot{v}| = v^2/a$, где

a — переменное расстояние электрона от ядра. При вращении по окружности $mv^2/a = e^2/a^2$, откуда

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{e^2}{2a}.$$

Полная энергия электрона

$$\mathscr{E} = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{a} = -\frac{e^2}{2a}.$$

Потеря энергии на излучение в единицу времени

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dt} = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\dot{v}^2 = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\frac{v^4}{a^2} = \frac{2}{3}\frac{e^2}{m^2c^3a^4}.$$

Подставив сюда выражение для $\mathscr{E}$, получим

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{a}\right) = \frac{4}{3}\frac{e^4}{m^2c^3a^4},$$

откуда

$$a_0^3 - a^3 = 4\frac{e^4}{m^2c^3}t.$$

Полагая здесь $a = 0$, находим искомое время падения:

$$t = m^2c^3a_0^3/4e^4 = 1{,}6 \cdot 10^{-11} \text{ с}.$$

§ 10. Определение заряда ядра из рассеяния рентгеновских лучей

1. В § 3 при рассмотрении рассеяния рентгеновских лучей на свободных электронах мы интересовались только изменением длины волны в зависимости от угла рассеяния. Для решения этого вопроса была достаточна простая квантовая теория, основанная только на законах сохранения энергии и импульса. Если же требуется определить интенсивность и поляризацию рассеянного излучения в различных направлениях, то необходимо уже пользоваться полной системой уравнений квантовых электродинамики и релятивистской механики. Именно так такая задача была решена О. Клейном (1894—1977) и Нишиной (1890—1951) в 1929 г. и более строго И. Е. Таммом в 1930 г. Рассмотрение этого вопроса далеко выходит за рамки настоящего руководства. Однако и простая классическая теория приводит к правильному результату в предельном случае, когда энергия падающего кванта $h\nu$ мала по сравнению с собственной энергией электрона m_ec^2 (или, что то же самое, когда длина волны λ велика по сравнению с комптоновской длиной λ_K для электрона). Такой случай представляет определенный интерес, так как для легких элементов он дает независимый метод определения заряда ядра Z. Рассмотрим этот вопрос при указанном условии, что $h\nu \ll m_ec^2$. Однако рентгеновские кванты будем предполагать все же настолько жесткими, что их энергия велика по сравнению с энергией связи электронов, так что электроны могут считаться свободными. Удовлетворить обоим условиям можно только для *легких элементов*.