

под произвольным острым углом  $\alpha$  к вектору индукции  $\mathbf{B}$  поля (рис 18.7). Разложим вектор скорости  $\mathbf{v}$  на две составляющие — параллельную вектору  $\mathbf{B}$  ( $\mathbf{v}_{\parallel}$ ) и перпендикулярную ему ( $\mathbf{v}_{\perp}$ ):

$$\left. \begin{aligned} v_{\parallel} &= v \cos \alpha, \\ v_{\perp} &= v \sin \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (18.21)$$

Скорость  $\mathbf{v}_{\parallel}$  в магнитном поле не изменяется. Частица одновременно участвует в двух движениях: она равномерно вращается со скоростью  $v_{\perp}$  по окружности радиуса

$$r = \left| \frac{m}{q} \right| \frac{v_{\perp}}{B} = \left| \frac{m}{q} \right| \frac{v \sin \alpha}{B} \quad (18.22)$$

и движется поступательно с постоянной скоростью  $v_{\parallel}$  в направлении, перпендикулярном плоскости вращения. Поэтому траектория заряженной частицы представляет собой винтовую линию, ось которой совпадает с линией индукции магнитного поля (рис. 18.8). Радиус  $r$  витков выражается формулой (18.22), а расстояние между соседними витками (шаг винтовой линии) равно  $h = v_{\parallel} T$ .

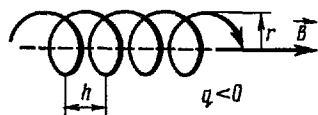


Рис. 18.8

Заменив  $T$  по формуле (18.20), а  $v_{\parallel}$  по (18.21), получим

$$h = \frac{2\pi}{B} \left| \frac{m}{q} \right| v \cos \alpha. \quad (18.23)$$

#### § 18.4. Экспериментальное определение удельного заряда частиц. Масс-спектрография

1. Рассмотренные в предыдущем параграфе закономерности движения заряженных частиц в однородном магнитном поле позволили разработать весьма точные методы экспериментального нахождения масс этих частиц. В самом деле, для определения массы частицы достаточно измерить ее заряд  $q$  и удельный заряд  $q/m$ . Некоторые методы определения заряда частиц были описаны в § 11.2. Теперь мы кратко остановимся на простейших методах измерения удельного заряда частиц.

2. Упрощенная схема установки для измерения удельного заряда электрона показана на рис. 18.9. Металлический катод  $K$  вакуумной трубки  $M$  нагревается током от батареи  $B_{\text{н}}$ . Электроны, вылетающие из катода вследствие термоэлектронной эмиссии, ускоряются сильным электрическим полем, созданным между катодом и анодом  $A$  трубки высоковольтной батареей  $B_{\text{а}}$ . Через узкое отверстие  $O$  в пространстве за анод проникает только тонкий пучок электронов, распространяющихся вдоль оси трубки и улавливаемых цилиндром Фарадея  $D$ , который включен в цепь батареи  $B_{\text{а}}$  через гальванометр  $G$ . Кроме того, в трубку впаян небольшой боковой электрод  $C$ , включенный в цепь через гальванометр  $G_1$ . В пространстве за анодом с помощью сильного

электромагнита, полюсы которого условно показаны пунктирной окружностью, создают перпендикулярные плоскости чертежа однородное магнитное поле. При указанном на рисунке направлении поля (из-за чертежа) электронный пучок отклоняется вверх. Индукция  $B$  магнитного поля подбирается таким образом, чтобы отклоненный пучок попа-

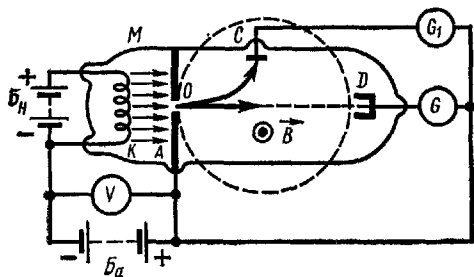


Рис. 18.9

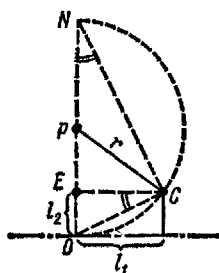


Рис. 18.10

дал на боковой электрод  $C$ . Траектория  $OC$  электронов в магнитном поле представляет собой дугу окружности, касающейся в точке  $O$  горизонтальной оси трубки. Зная расстояния между точками  $O$  и  $C$  по оси трубки ( $l_1$ ) и по вертикали ( $l_2$ ), можно определить радиус  $r$  траектории электронов в магнитном поле (рис. 18.10). Из подобия треугольников  $CEO$  и  $CEN$  имеем

$$\frac{l_1}{l_2} = \frac{2r - l_2}{l_1},$$

откуда

$$r = (l_1^2 + l_2^2)/2l_2. \quad (18.24)$$

Скорость  $v$  электронов в пространстве за анодом можно найти, измерив с помощью вольтметра  $V$  напряжение  $U$  между анодом и катодом трубки:  $\frac{mv^2}{2} = eU^1$ , откуда

$$v = \sqrt{2eUm}. \quad (18.25)$$

Подставив выражения (18.24) и (18.25) в (18.19) и полагая  $q = e$ , получим следующую расчетную формулу для абсолютного значения удельного заряда электрона:

$$\frac{e}{m} = \frac{8Ul_2^2}{B^2 (l_1^2 + l_2^2)^2}. \quad (18.26)$$

<sup>1</sup> Начальной кинетической энергией электронов, вылетающих из катода, можно пренебречь, если напряжение достаточно велико.

В результате опытов было найдено:

$$(e/m) = 1,75 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг.}$$

3. В дальнейшем с помощью более совершенных методов этот результат был уточнен. Было показано, что удельный заряд электрона, движущегося со скоростью  $v$ , соизмеримой со скоростью  $c$  света, зависит от  $v$  по закону

$$\frac{e}{m} = \left(\frac{e}{m}\right)_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}, \quad (18.27)$$

где  $(e/m)_0$  — удельный заряд при  $v = 0$ .

Все известные в настоящее время опыты, а также теоретические данные свидетельствуют о том, что заряд электрона не зависит от скорости его движения. Поэтому зависимость удельного заряда электрона от скорости можно объяснить только тем, что масса электрона возрастает при увеличении его скорости по закону

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \quad (18.28)$$

где  $m_0$  — масса покоящегося электрона.

Формула (18.28) хорошо согласуется с выводами теории относительности, рассматриваемой в третьем томе курса.

4. В результате многочисленных измерений удельного заряда электрона, проведенных различными и весьма совершенными методами, было установлено:

$$(e/m_0) = (1,7588028 \pm 0,0000054) \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг.}$$

Соответственно масса покоя электрона (значение  $e$  приведено в § 11.2)

$$m_0 = (9,109558 \pm 0,000054) \cdot 10^{-31} \text{ кг.}$$

5. В § 12.4 упоминалось о каналových лучах, получаемых в помощью газоразрядной трубки, в катодe которой просверлено небольшое отверстие. По отклонению каналových лучей в электрическом поле было установлено, что они представляют собой пучок положительных ионизированных частиц. Химический анализ показал, что эти частицы являются ионами газа, заполняющего разрядную трубку.

Удельный заряд положительных ионов и их массу можно найти, измеряя отклонение каналových лучей в магнитном поле. Однако эта задача оказалась более сложной, чем определение удельного заряда электрона. Положительные ионы образуются в газоразрядной трубке не в каком-то одном месте, а по всему ее объему. Различные ионы проходят в ускоряющем электрическом поле трубки неодинаковые пути, и их скорости колеблются в весьма широких пределах. Попадая в поперечное магнитное поле, ионы движутся по окружностям самых различных радиусов. Поэтому установка, подобная изображенной на рис. 18.9, непригодна для измерения удельного заряда положительных ионов.

6. Впервые измерение удельных зарядов положительных ионов было произведено Д. Томсоном. Каналовые лучи пропускались через

плоский конденсатор, помещенный между полюсами электромагнита таким образом, чтобы направления электрического и магнитного полей совпадали или были противоположны друг другу (рис. 18.11). В результате совместного действия электрического и магнитного полей положительные ионы, образующие каналовые лучи, отклонялись как в вертикальном, так и в поперечном направлениях. Можно показать, что в плоскости  $Q$ , перпендикулярной первоначальному направлению каналовых лучей, положительные ионы должны распределяться по ветви параболы  $AO$ , ось которой параллельна направлению электрического и магнитного полей. Различным точкам параболы соответствуют ионы,

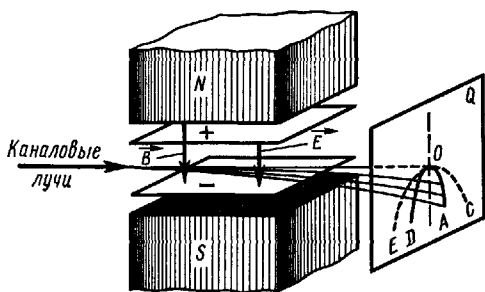


Рис. 18.11

обладающие разными скоростями. Чем больше скорость иона, тем слабее он отклоняется в электрическом и магнитном полях. Поэтому соответствующая ему точка параболы должна лежать ближе к вершине  $O$ . Вторая ветвь параболы ( $OD$ ) получается при изменении направления магнитного поля на противоположное. Ионам с различными удельными зарядами соответствуют разные параболы. Так, например, если ионам с удельным зарядом  $q/m$  соответствует параболы  $AOD$ , то ионам с удельным зарядом  $(q_1/m_1) > (q/m)$  соответствует менее сжатая параболы  $COE$  с большим фокальным параметром. Для регистрации отклонения ионов в электрическом и магнитном полях в плоскости  $Q$  помещалась фотографическая пластинка. В местах попадания ионов на ее светочувствительный слой происходила фотохимическая реакция разложения бромистого серебра. Поэтому после проявления пластинки на ней получалось изображение распределения ионов в плоскости  $Q$ .

7. Проводя опыты с пучками одновалентных ионов неона, Томсон обнаружил на фотопластинке изображения ветвей двух разных парабол, соответствующих несколько отличным одно от другого значениям удельного заряда. Этот результат свидетельствовал о том, что существуют два типа ионов неона, различающихся своими массами. Масса одновалентного иона отличается от массы атома на ничтожно малую величину, равную массе электрона. Поэтому опыты Томсона явились первым экспериментальным доказательством существования различных по своей массе атомов одного и того же элемента. В дальнейшем разновидности атомов химического элемента, отличающиеся только массой, получили название **изотопов**.

8. Метод определения удельного заряда положительных ионов, предложенный Томсоном, в силу ряда причин, на которых мы не будем останавливаться, оказался недостаточно точным.

В 1919 г. Ф. Астон, ученик Томсона, сконструировал более совершенный прибор, названный им **масс-спектрографом**. Принципиальная

схема этого прибора показана на рис. 18.12. Пучок  $A$  исследуемых ионов проходит через две диафрагмы  $D_1$  и  $D_2$  с узкими щелями, перпендикулярными плоскости чертежа. В однородном электрическом поле плоского конденсатора  $C$  ионы отклоняются в направлении поля тем сильнее, чем меньше их скорость и больше удельный заряд. Затем ионы

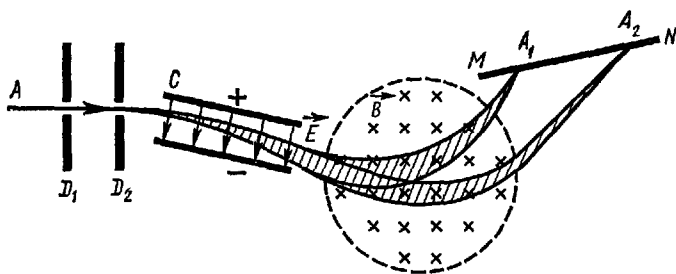


Рис. 18.12

падают в однородное магнитное поле  $B$ , направленное за чертеж, и движутся в нем по дугам окружностей. Радиусы этих окружностей тем больше, чем больше скорость ионов и меньше их удельный заряд [см. (18.19)]. Поэтому в магнитном поле пучок ионов расщепляется на несколько пучков, каждый из которых соответствует определенному значению удельного заряда ионов. На рис. 18.12 показаны два таких пучка. В каждом пучке радиус верхней границы его больше радиуса нижней границы, так как вдоль верхней окружности движутся наиболее быстрые ионы, а вдоль нижней — наиболее медленные. Следовательно, магнитное поле фокусирует ионы, обладающие одинаковым удельным зарядом и различными скоростями. Магнитную индукцию  $B$  можно подобрать так, чтобы ионы фокусировались на фотопластинке  $MN$ , расположенной перпендикулярно плоскости чертежа. Тогда на пластинке получается ряд узких параллельных линий, соответствующих различным значениям удельных зарядов ионов. В случае, изображенном на рис. 18.12, линия  $A_1$  соответствует ионам с большим удельным зарядом, а линия  $A_2$  — ионам с меньшим удельным зарядом. Зная удельный заряд ионов, дающих линию  $A_1$ , расстояние между линиями  $A_2$  и  $A_1$ , а также параметры установки, можно определить удельный заряд ионов, соответствующих линии  $A_2$ .

9. Масс-спектрограф Астона сыграл важную роль в развитии атомной и ядерной физики, так как позволил обнаружить существование изотопов самых различных элементов. Было установлено, что у большинства элементов есть несколько устойчивых, т. е. нерадиоактивных, изотопов.

Однако масс-спектрограф Астона имел существенный недостаток. В нем получалась достаточно четкая фокусировка ионов на фотопластинке только в том случае, когда векторы скоростей ионов в пучке, входящем в прибор, были строго параллельны друг другу. Если это условие не выполнялось, то на фотопластинке получались не четкие

линии, а размытые полосы, и точность измерения удельного заряда ионов резко снижалась. Иными словами, масс-спектрограф Астона не давал фокусировки ионов по направлению. Поэтому приходилось пользоваться диафрагмами  $D_1$  и  $D_2$  (рис. 18.12) с очень узкими щелями. Это, в свою очередь, приводило к тому, что сквозь них проходило срав-

нительно небольшое число ионов, а поэтому интенсивность линий на фотопластинке была мала.

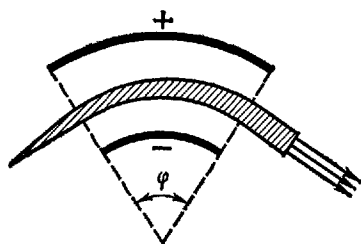


Рис. 18.13

10. В 1935—1936 гг. были построены первые совершенные масс-спектрографы с двойной фокусировкой ионов как по скоростям (энергиям), так и по направлению. Для этого в масс-спектрографе Астона плоский конденсатор был заменен цилиндрическим. Пучок ионов движется в цилиндрическом конденсаторе в плоскости, перпендикулярной его оси

(рис. 18.13). Соответствующим выбором угла  $\varphi$  можно добиться того, чтобы расходящийся пучок ионов, поступающих в сектор цилиндрического конденсатора, превратился на выходе из него в плоскопараллельный пучок.

Кроме того, в современных масс-спектрографах видоизменена форма полюсов электромагнита, благодаря чему магнитное поле локализуется в части пространства, имеющей форму трехгранной призмы, ребра которой параллельны оси цилиндрического конденсатора.

Благодаря этим усовершенствованиям точность измерения масс ионов легких элементов была доведена до  $10^{-4}\%$ .

11. По интенсивности линий на фотопластинке масс-спектрографа, соответствующих ионам различных изотопов одного и того же элемента, можно выяснить относительную распространенность различных изотопов. Однако этот метод недостаточно точен из-за малой интенсивности линий. Поэтому для определения относительной концентрации различных изотопов в их естественных смесях применяют масс-спектрометры — приборы с электрической регистрацией ионных токов. В масс-спектрометрах используют пучки ионов с близкими по величине кинетическими энергиями (моноэнергетические пучки). Для создания таких пучков применяют ионные источники специальной конструкции. Благодаря особенностям поведения моноэнергетических ионов в поперечном магнитном поле удается осуществить достаточно хорошую фокусировку даже для сильно расходящихся пучков. Поэтому в масс-спектрометрах можно пользоваться пучками, содержащими большое число ионов, что значительно повышает точность измерения концентрации различных изотопов.

Масс-спектрометры нашли широкое и разнообразное применение в различных областях физики, химии и техники. Они используются для определения содержания примесей в газах, для анализа состава и процентного содержания различных смесей углеводородов, для отыскания течи в вакуумных установках и т. д.