

15.6. Четыре основных вида сил в природе

Нам известно лишь четыре основных типа взаимодействия веществ. Иными словами, существует четыре основных вида взаимодействия, к которым сводятся все известные силы во Вселенной: гравитационное взаимодействие, электромагнитное взаимодействие, сильное взаимодействие, слабое взаимодействие.

Гравитационное взаимодействие, являющееся самым слабым из всех, связывает воедино части земного шара, объединяет Солнце и планеты в Солнечную систему и связывает звезды в галактиках. Это взаимодействие определяет крупномасштабные события Вселенной. Электромагнитное взаимодействие удерживает электроны в атомах и связывает атомы в молекулах и кристаллах. Это взаимодействие играет большую роль в химических и биологических процессах.

Сильное взаимодействие связывает нуклоны; оно объединяет протоны и нейтроны в ядрах всех элементов. Будучи самым сильным в природе, это взаимодействие ограничивается вместе с тем весьма короткими расстояниями. Это — преобладающий вид взаимодействий в ядерной физике высоких энергий.

Слабое взаимодействие обуславливает силы, действующие между легкими частицами (лептонами: электронами, нейтрино и мюонами) и между лептонами и более тяжелыми частицами. Слабое взаимодействие, проявляющееся при бета-распаде радиоактивных ядер, имеет очень малую дальность. Слабое взаимодействие не способно создавать устойчивые состояния вещества в том смысле, в каком сила тяготения поддерживает существование Солнечной системы.

Элементарные частицы будут более подробно рассмотрены в т. IV.

Задачи

1. Источник радиоактивного излучения испускает альфа-частицу ($M_\alpha \approx 4M_p$, заряд $2e$) с кинетической энергией 6 Мэв . Предположим, что частица направлена на центр ядра атома золота с зарядом $79e$. Примем, что заряд ядра сконцентрирован в одной точке, и будем пренебрегать отдачей ядра.

а) До какого расстояния альфа-частица подойдет к центру ядра?

б) Что произойдет с альфа-частицей после того, как она достигнет точки наибольшего сближения с ядром?

2. В резерфордовский период предполагалось, что заряд ядра распределен по всему линейному протяжению атома, имеющему порядок 10^{-8} см . Пренебрегая влиянием атомных электронов, будем считать, что альфа-частица взаимодействует с положительным зарядом $79e$, распределенным с постоянной плотностью внутри сферы радиусом 10^{-8} см . При какой максимальной энергии альфа-частица все еще может рассеиваться в направлении прямо назад таким ядром атома золота? (U к а-з а и е: пользуясь методами, изложенными в гл. 9, нужно найти выражение потенциальной энергии в центре равномерно заряженной сферы.)

Ответ. 3400 эв.

Из истории физики

1. Резерфордовское рассеяние и ядерная модель атома. Открытие ядра было впервые описано Резерфордом в классической работе (E. Rutherford, Phil. Mag. 21, 669 (1911)), которую мы частично воспроизводим ниже. Вывод выражения вероятности рассеяния под большими углами весьма прост, хотя широко исполь-

зует тригонометрические соотношения. Тот результат, что эксцентриситет гиперболы равен $\sec \theta$ (как это показано на схеме ниже), непосредственно следует из нашего уравнения (9.71), в котором $1 - e \cos \varphi$ (в наших обозначениях) приравнено нулю.

Вспомним, что альфа-частица есть ядро He^4 , а бета-частица — электрон.

LXXIX. *Рассеяние альфа- и бета-частиц веществом и строение атома*

Профессор Э. Резерфорд, член Королевского общества, Манчестерский университет *)

§ 1. Хорошо известно, что альфа- и бета-частицы при встрече с атомами вещества испытывают отклонения от своих прямолинейных траекторий. Для бета-частиц это рассеяние гораздо заметнее, чем для альфа-частиц, вследствие того, что импульс и энергия первых намного меньше, чем вторых. По-видимому, нет никакого сомнения в том, что столь быстро движущиеся частицы проходят сквозь находящиеся на их пути атомы и что наблюдаемые отклонения происходят под действием сильных электрических полей, пересекаемых частицами внутри атомных систем. Обычно предполагалось, что рассеяние пучка альфа- или бета-лучей при прохождении сквозь

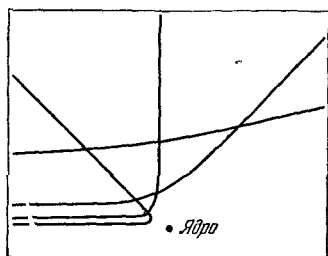


Рис. 15.16. Вычисленные траектории альфа-частиц, приближающихся к ядру. Эти траектории были рассчитаны в предположении, что сила отталкивания обратно пропорциональна квадрату расстояния. (Воспроизводится из PSSC, «Physics», D. C. Heath and Company, Boston, 1960; русский перевод: «Физика» под редакцией А. С. Ахматова, «Наука», 1965)

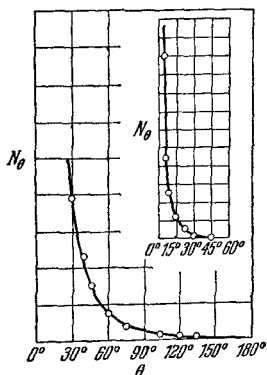


Рис. 15.17. График зависимости N_θ (числа частиц, рассеянных под углами, превышающими θ) от θ . Сплесная линия выражает зависимость, которую следовало бы ожидать при действии кулоновской силы. Светлые кружки выражают данные, накопленные Гейгером и Марсденом в их опытах по рассеянию. Врезка воспроизводит кривую для малых углов в другом масштабе. (Воспроизводится из PSSC, «Physics», D. C. Heath and Company, Boston, 1960; русский перевод: «Физика» под редакцией А. С. Ахматова, «Наука», 1965)

тонкую пластинку вещества является результатом множества малых актов рассеяния, осуществляемых атомами пересекаемого вещества. Данные Гейгера и Марсдена **) по рассеянию альфа-лучей указывают, однако, на то, что некоторые из альфа-частиц при отдельных столкновениях испытывают отклонения на углы, превышающие прямой угол. Они, например, установили, что небольшая часть налетающих альфа-частиц, примерно одна частица из 20 000, отклоняется в среднем на 90° при прохождении сквозь слой золотой фольги толщиной около $0,00004$ см, эквивалентный по своей тормозящей способности по отношению к альфа-частицам слою воздуха толщиной $1,6$ мм. Позже Гейгер ***)

*) Доложено автором. Краткое содержание этой статьи было доложено Манчестерскому литературно-философскому обществу в феврале 1911 г.

**) Proc. Roy. Soc. LXXXII, p. 495 (1909).

***) Proc. Roy. Soc. LXXXIII, p. 492 (1910).

показал, что для пучка альфа-частиц, пронизывающих золотую фольгу данной толщины, наивероятнейшим углом отклонения является угол около $0^{\circ},87$. Простое вычисление на основе теории вероятностей показывает, что вероятность отклонения альфа-частицы на 90° исчезающе мала. Кроме того, как будет показано ниже, распределение частиц по большим углам отклонения не подчиняется формуле распределения, выведенной в предположении, что эти большие отклонения образуются в результате сложения большого числа малых отклонений. Представляется разумным предположить, что отклонение на большой угол происходит в результате однократного столкновения с атомом, так как вероятность последующего столкновения такого типа, при котором получилось бы тоже большое отклонение в ту же сторону, в большинстве случаев должна быть чрезвычайно мала. Простой расчет показывает, что в атоме должно быть сосредоточено сильное электрическое поле для того, чтобы вызвать столь большое отклонение при однократном столкновении.

Сэр Дж. Дж. Томсон *) недавно выдвинул теорию, объясняющую рассеяние частиц, проходящих через тонкие слои вещества. Предполагается, что атом состоит из N отрицательно заряженных частиц с таким же количеством положительного электричества, равномерно распределенным внутри некоторой сферы. Отклонение отрицательно заряженной частицы в процессе прохождения сквозь атом объясняется двумя причинами: 1) отталкиванием от частиц, распределенных в атоме, и 2) притяжением к положительному заряду атома. Предполагается, что отклонение частицы при пронизывании атома мало, тогда как среднее отклонение после большого числа встреч m принимается равным $\sqrt{m} \cdot \theta$, где θ — среднее отклонение, вызванное одним атомом. Было показано, что число N электронов в атоме может быть вычислено из измерений по рассеянию заряженных частиц. Точность этой теории многократного отклонения была экспериментально проверена Краузером **) в более поздней работе. Его результаты, по-видимому, подтверждали основные заключения теории Томсона, и, принимая непрерывность распределения положительного электричества, Краузер сделал вывод, что число электронов в атоме превышает атомный вес приблизительно втрое.

Теория Дж. Дж. Томсона основана на предположении, согласно которому рассеяние при однократной встрече с атомом мало и строение, приписываемое атому, не допускает очень больших отклонений альфа-частицы, пересекающей отдельный атом, если только не принять, что диаметр сферы положительного электричества ничтожно мал по сравнению с диаметром сферы влияния атома.

Поскольку альфа- и бета-частицы проходят сквозь атом, должна существовать возможность, исходя из тщательного анализа характера отклонений, составить представление о строении атома, которое обуславливает наблюдаемые результаты. Рассеяние быстрых заряженных частиц атомами вещества, безусловно, является одним из самых многообещающих методов решения проблемы. Развитие сцинтилляционного метода счета отдельных альфа-частиц открывает новые экспериментальные возможности, а исследования Х. Гейгера, проведенные этим методом, уже намного расширили наши знания о рассеянии альфа-частиц веществом.

§ 2. Сначала рассмотрим теоретически однократные столкновения ***) с атомом простого строения, способным сильно отклонить альфа-частицу, а затем сравним теоретические выводы с имеющимися экспериментальными данными.

Рассмотрим атом, содержащий заряд $\pm Ne$, сосредоточенный в центре и окруженный наэлектризованной сферой с зарядом $\mp Ne$, равномерно распределенной внутри сферы радиуса R . Через e обозначим фундаментальную единицу заряда, которую в этой статье мы принимаем равной $4,65 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ_q. Предположим, что даже по сравнению с расстоянием, не превышающим 10^{-12} см, центральный заряд, равно как и заряд альфа-частицы, может рассматриваться как точечный. Ниже будет показано, что основные выводы теории не зависят

*) Camb. Lit. & Phil. Soc. XV, pt. 5 (1910).

**) Crowther, Proc. Roy. Soc. LXXXIV, p. 226 (1910).

***) Условимся называть «однократным рассеянием» отклонение частицы на значительный угол при встрече с отдельным атомом. Отклонение частицы в результате многократных малых отклонений будем называть «сложным рассеянием».

от того, будем ли мы считать центральный заряд положительным или отрицательным. Для удобства будем считать его положительным. Вопрос об устойчивости атома рассматриваемого строения нет надобности обсуждать на этом этапе, так как устойчивость, несомненно, зависит от тонкостей строения атома и от движения его заряженных составных частей.

Чтобы составить некоторое представление о силах, требующихся для отклонения альфа-частицы на большой угол, рассмотрим атом, содержащий положительный заряд Ne , расположенный в центре атома и окруженный отрицательным электрическим зарядом, распределенным равномерно внутри сферы радиусом R . Электрическая сила X и потенциал V на расстоянии r от центра атома до точки, расположенной внутри атома, равны

$$X = Ne \left(\frac{1}{r^2} - \frac{r}{R^3} \right),$$

$$V = Ne \left(\frac{1}{r} - \frac{3}{2R} + \frac{r^2}{2R^3} \right).$$

Представим себе альфа-частицу с массой m , скоростью u и зарядом E , движущуюся в направлении прямо на центр атома. Она будет остановлена на расстоянии b от центра атома, определяемом соотношением

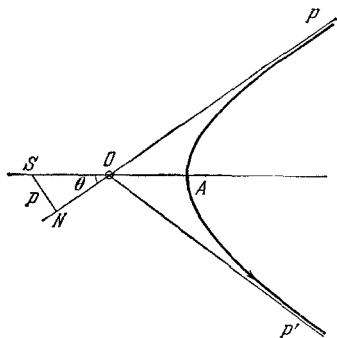
$$\frac{1}{2} mu^2 = NeE \left(\frac{1}{b} - \frac{3}{2R} + \frac{b^2}{2R^3} \right).$$

Мы увидим, что в последующих расчетах величина b играет большую роль. В предположении, что центральный заряд равен $100e$, получаем, что для альфа-частицы со скоростью $2,09 \cdot 10^9$ см/сек b составляет около $3,4 \cdot 10^{-13}$ см. Этот результат получается при допущении, что b очень мало по сравнению с R . Поскольку предполагается, что порядок величины R тот же, что и радиуса атома, а именно 10^{-8} см, ясно, что до своего отскока назад альфа-частица проникает в глубь атома настолько близко к центральному заряду, что полем, обусловленным равномерно распределенным отрицательным электрическим зарядом, можно пренебречь. Вообще, простой расчет показывает, что для всех отклонений, превышающих один градус, можно с достаточной степенью точности приписывать всё отклонение действию только поля центрального заряда. На этом этапе развития теории можно не учитывать возможных отдельных отклонений, обусловленных отрицательным электричеством, распределенным внутри объема атома в виде отдельных частичек. Ниже будет показано, что этот эффект в общем мал по сравнению с действием центрального поля.

Рассмотрим теперь прохождение положительно заряженной частицы вблизи центра атома. Предполагая, что скорость частицы не изменяется заметным образом при прохождении мимо атома, можно рассматривать траекторию частицы, движущейся под действием силы отталкивания, обратно пропорциональной квадрату расстояния, как гиперболу с внешним фокусом в центре атома S . Положим, что частица входит в атом по направлению PO (см. схему) и выходит по OP' . Прямые OP и OP' образуют равные углы с линией SA , где A — вершина гиперболы. Отрезок $p = SN$ представляет собой длину перпендикуляра, опущенного из центра атома на направление начальной скорости частицы (прицельное расстояние).

Обозначим угол POA через θ . Пусть V выражает скорость частицы при вхождении в атом, а v — ее скорость в точке A . Тогда из условия сохранения момента импульса

$$pV = SA \cdot v.$$



Схема

Условие сохранения энергии дает

$$\frac{1}{2} mV^2 = \frac{1}{2} mv^2 - \frac{NeE}{SA},$$

$$v^2 = V^2 \left(1 - \frac{b}{SA} \right).$$

Так как эксцентриситет равен $\sec \theta$, имеем

$$SA = SO + OA = \rho \operatorname{cosec} \theta (1 + \cos \theta) = \rho \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2},$$

$$\rho^2 = SA(SA - b) = \rho \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \left(\rho \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} - b \right),$$

отсюда $b = 2\rho \operatorname{ctg} \theta$.

Угол отклонения частицы φ равен $\pi - 2\theta$, откуда

$$\operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} = \frac{2\rho}{b}. \quad (1)$$

Последнее равенство дает выражение отклонения частицы через b и прицельное расстояние ρ *).

В качестве иллюстрации ниже приводится таблица, показывающая углы отклонения φ при различных значениях ρ/b :

ρ/b	10	5	2	1	0,5	0,25	0,125
φ	5°,7	11°,4	28°	53°	90°	127°	152°

§ 3. Вероятность однократного отклонения на любой угол. Пусть параллельный пучок заряженных частиц падает нормально на тонкий экран из исследуемого вещества толщиной t . За исключением немногих частиц, рассеиваемых на большие углы, прохождение частиц предполагается почти нормальным, с малым изменением скорости. Обозначим через n число атомов в единице объема вещества. Тогда в слое толщиной t число столкновений частицы с атомами радиусом R будет равно $\pi R^2 nt$.

Вероятность m вхождения в атом с прицельным расстоянием ρ составит

$$m = \pi \rho^2 nt.$$

Вероятность же dm прохождения в интервале прицельных расстояний от ρ до $\rho + d\rho$ будет равна

$$dm = 2\pi \rho nt \cdot d\rho = \frac{\pi}{4} ntb^2 \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} \operatorname{cosec}^2 \frac{\varphi}{2} d\varphi, \quad (2)$$

так как

$$\operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} = 2 \frac{\rho}{b}.$$

Значение dm показывает, *какая часть* всех частиц отклоняется на углы, лежащие в пределах между φ и $\varphi + d\varphi$.

Часть ρ всех частиц, отклоняющихся на углы, превышающие φ , дается выражением

$$\rho = \frac{\pi}{4} ntb^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi}{2}. \quad (3)$$

Часть ρ всех частиц, отклоняющихся на углы в пределах от φ_1 до φ_2 , принимает вид

$$\rho = \frac{\pi}{4} ntb^2 \left(\operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi_1}{2} - \operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi_2}{2} \right). \quad (4)$$

* Из простых соображений следует, что отклонение не изменится, если силы отталкивания заменить силами притяжения.

Для сопоставления с экспериментальными данными удобно представить уравнение (2) в другом виде. В случае альфа-лучей на экране из сернистого цинка отсчитывается число сцинтилляций, появляющихся на площадках *постоянной* площади, расположенных под различными углами к направлению падающего пучка. Обозначим через *r* расстояние точки экрана от точки падения альфа-луча на рассеивающий материал. Если обозначить через *Q* общее число частиц, падающих на рассеивающий материал, число *y* альфа-частиц, отклоненных на угол φ и падающих на единицу площади, будет равно

$$y = \frac{Q \, dm}{2\pi r^2 \sin \varphi \, d\varphi} = \frac{ntb^2 \cdot Q \cdot \operatorname{cosec}^4 \frac{\varphi}{2}}{16r^2}. \quad (5)$$

Так как $b = \frac{2NeE}{mu^2}$, последнее уравнение показывает, что число альфа-частиц (сцинтилляций), приходящееся на единицу площади экрана из сернистого цинка на данном расстоянии *r* от точки падения лучей, пропорционально следующим величинам:

- 1) $\operatorname{cosec}^4 \frac{\varphi}{2}$ или, если φ мало, $1/\varphi^4$;
- 2) толщине рассеивающего материала *t* при условии, что она мала;
- 3) величине центрального заряда *Ne*;
- 4) обратной величине $(mu^2)^2$ или обратной величине четвертой степени скорости, если *m* постоянно.

В этих выкладках принимается, что рассеяние альфа-частиц на большие углы происходит в результате только однократного большого отклонения каждой частицы. Для того чтобы это было возможно, необходимо, чтобы толщина рассеивающего материала была настолько мала, что вероятность второго столкновения, вызывающего новое большое отклонение, становится ничтожно малой. Например, если вероятность однократного отклонения φ при прохождении толщины *t* составляет 1/1000, то вероятность двух последовательных отклонений, каждый раз на угол φ , составляет лишь 1/10⁶, т. е. пренебрежимо мала.

Угловое распределение альфа-частиц, рассеянных тонким металлическим листком, доставляет один из простейших методов проверки общей применимости изложенной теории однократного рассеяния. Эта проверка была недавно выполнена д-ром Гейгером*), показавшим, что распределение частиц, отклоненных тонкой золотой фольгой на углы в пределах от 30° до 150°, в основном согласуется с изложенной теорией. Более подробное описание этих и других опытов по проверке приложимости указанной теории будет опубликовано позже.

* * *

§ 6. Сравнение теории с результатами опытов. Согласно изложенной теории центральный заряд *Ne* является важной константой, значение которой желательно определить для разных атомов. Проще всего это можно сделать, наблюдая рассеяние альфа- и бета-частиц известной скорости, падающих на тонкий металлический экран, и измеряя малую долю частиц, отклоненных на углы в интервале от φ до $\varphi + d\varphi$. Если эта доля мала, то влияние многократного рассеяния должно быть тоже мало.

Опыты в этом направлении продолжаются, но представляется желательным уже на данном этапе рассмотреть в свете изложенной теории те данные по рассеянию альфа- и бета-частиц, которые уже опубликованы.

* * *

(b) В своих опытах, посвященных данному вопросу, Гейгер и Марсден получили относительные числа альфа-частиц, диффузно отраженных от толстых слоев различных металлов при одинаковых условиях. Полученные ими числа помещены

*) Manch. Lit. Phil. Soc. (1910).

в нижеприведенной таблице, в которой z выражает относительное число рассеянных частиц, измеренное как число сцинтилляций в минуту на экране из сернистого цинка.

Металл	Атомный вес	z	$z/A^{3/2}$
Свинец	207	62	208
Золото	197	67	242
Платина	195	63	232
Олово	119	34	226
Серебро	108	27	241
Медь	64	14,5	225
Железо	56	10,2	250
Алюминий	27	3,4	243
Среднее			233

По теории однократного рассеяния доля общего числа альфа-частиц, рассеянных под данным углом по прохождении слоя вещества толщиной t , пропорциональна величине $n \cdot A^2 t$, если принять, что центральный заряд пропорционален атомному весу A . В рассматриваемом случае толщина слоя вещества, из которого рассеянные альфа-частицы способны вылетать и действовать на экран из сернистого цинка, зависит от природы металла. Поскольку Брэгг показал, что тормозящая способность атома по отношению к альфа-частице пропорциональна квадратному корню из атомного веса, значение nt для различных элементов пропорционально величине $1/\sqrt{A}$. В данном случае t выражает максимальную глубину, с которой отбрасываемая альфа-частица способна вылететь. Таким образом, число z альфа-частиц, рассеянных толстым слоем назад, пропорционально $A^{3/2}$, откуда следует, что $z/A^{3/2}$ должно быть постоянным.

Для сопоставления этого вывода с экспериментальными данными в последнем столбце таблицы приведены относительные значения рассматриваемого отношения. Учитывая трудности, связанные с проведением описываемых опытов, согласие между теорией и опытом можно считать удовлетворительным *).

II. Пузырьковые камеры

Можно составить представление об уровне экспериментальных исследований на передовой линии современной физики, рассмотрев работу системы из пузырьковой камеры и связанных с ней цифровых счетно-решающих устройств, использованной при открытии многих из нестабильных частиц **).

Пузырьковая камера способна обнаружить трек заряженной частицы и фиксировать его с точностью до 25 микрон. Она была изобретена в 1952 г. Дональдом Глейзером и работает следующим образом. При прохождении частицы сквозь вещество она ионизует некоторые из ближайших атомов и сообщает некоторую кинетическую энергию отскакивающим электронам. При замедлении этих электронов их кинетическая энергия обуславливает местный нагрев жидкости. Если жидкость уже была перегрета и ищет себе места, где бы начать закипать, она и

*) В проделанном расчете влияние изменения скорости при встрече с атомом не учитывалось.

**) Соответствующий материал можно почерпнуть из неопубликованных частей рукописи статьи «Сильно взаимодействующие частицы» («Strongly Interacting Particles»), написанной в 1963 г. Дж. Чу, М. Гелл-Манном, А. Розенфельдом.