Дорогому Еремееву
с добрыми пожеланиями
от Д. Шпольского
29/I 23

Э. РЁЗЕРФОРД

СТРОЕНИЕ АТОМА И ИСКУССТВЕННОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ

Работы 1919—1922 г.г.

ПОДГОТОВИЛ К ПЕЧАТИ
Э. В. ШПОЛЬСКИЙ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА - - 1923 - - ПЕТРОГРАД

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ

под общей редакцией А. Д. Архангельского, Н. К. Кольцова, В. А. Костицына, П. П. Лазарева и Л. А. Тарасевича.

N 3

Э. РЁЗЕРФОРД

СТРОЕНИЕ АТОМА И ИСКУССТВЕННОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА -- 1923 -- ПЕТРОГРАД

Гиз. № 3033. 1923 г. 4.000 экз.

Типография Госиздата им. тов. Бухарина. ПТГ., Б. Болотная, 10.

Предисловие.

В предлагаемой книжке подобран ряд оригинальных статей Рёзерфорда, посвященных вопросу об искусственном разложении элементов, который во всех его работах неразрывно-тесно связан с вопросом о строении атома. Работы Рёзерфорда являются одним из самых замечательных достижений современного естествознания. В течение двадцати лет с неуклонной последовательностью шел он по тому пути, который в наши дни привел к кульминационному пункту: к методу позволившему необычайно глубоко проникнуть в строение вещества и осуществить искусственное разложение элементов. Взоры всего мира устремлены теперь на Кэмбриджскую лабораторию, где вместе с Рёзерфордом тридцать физиков, съехавшихся с разных концов земли, с поразительной энергией ведут эти работы. Между тем, у нас в России основные статьи Рёзерфорда доступны лишь очень и очень немногим, так как журналы, где они напечатаны все еще продолжают быть исключительной редкостью. При таких условиях появление этих статей отдельным сборником на русском языке представляется не только своевременным, но и настоятельно необходимым.

Большую часть сборника занимают статьи, опубликованные за период от июня 1919 г. до сентября 1922 г. Однако, для понимания работ последнего времени и для правильной перспективы необходимо знакомство со всем циклом работ, выполненных Рёзерфордом и его учениками, начиная с первых наблюдений над рассеянием α-частиц. К сожалению, нам не удалось найти у Рёзерфорда статьи, которая резюмировала бы с достаточной полнотой его работы в данном направлении, выполненные до 1919 г. С другой стороны, представлялось желательным составить сборник так, чтобы в него входили только оригинальные статьи. Ввиду этого, в качестве вводных пришлось взять две статьи: первая является переводом § 74 известной книги Рёзерфорда [1]) и соответствует состоянию вопроса

---

[1]) E. Rutherford. Radioactive Substances and their Radiations. Cambridge 1913.

в 1913 г.; во второй (Phil. Mag. 1914 г.)—совершенно конкретно формулируется модель атома и используются результаты работ Дарвина и Марсдена, непосредственно подведшие к работам последнего периода. Так как, однако, в этих первых статьях совершенно опущены математические выкладки, то эти выкладки приведены нами в примечаниях, помещенных в конце книги. Некоторое количество пояснительных примечаний к остальной части текста, мы позволили себе дабавить, с целью облегчить изучение книги неспециалистам.—В русской литературе весьма подробное и элементарное изложение работ школы Рёзерфорда можно найти в статьях Я. И. Френкеля, напечатанных в журнале „Вопросы Физики" за 1917—1918 гг. („Строение атома в свете радиоактивных превращений").

Обозначения почти всюду сохранены оригинальные. Лишь в очень редких случаях, для бо̀льшего единообразия и для устранения возможных недоразумений, они заменены более обычными.

Перевод выполнен коллективно: статья 4 (см. оглавление) переведена П. Н. Беликовым, статья 3-я—С. И. Вавиловым, ст. 5 и 6—Т. К. Молодым, ст. 9—П. Л., ст. 1, 2, 7, 8 и 10—мною. Все переводы мною редактировались с целью установления единообразия терминологии и, по возможности,—стиля. Примечания составлены мною, отчасти совместно с В. В. Шулейкиным; им же расчитан и выполнен чертеж для рисунка на стр. 163.

Э. Шпольский.

Москва
Ноябрь 1922 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ.

	Стр.
Предисловие	5
1. Э. Рёзерфорд. Рассеяние α-частиц	9
2. Его-же. Строение атома	16
3. Его-же. Столкновение α-частиц с легкими атомами	
I. Водород	27
4. II. Скорость атома водорода	53
5. III. Атомы кислорода и азота	64
6. IV. Аномальный эффект в азоте	75
7. Его-же. Нуклеарное строение атома	83
8. Дж. Чадвик. Заряд атомного ядра и закон действия внутриатомных сил	114
9. Э. Рёзерфорд и Дж. Чадвик. Искусственное расщепление легких элементов	127
10. Э. Рёзерфорд и Дж. Чадвик. Расщепление элементов α-частицами	143
Примечания	160

Рассеяние α-частиц.

Э. Рёзерфорд [1].

Хорошо известно, что тонкий пучок катодных или β-лучей, при прохождении через вещество, рассеивается; выходящий пучок лучей становится диффузным. Это рассеяние для β-лучей настолько велико, что значительная часть β-частиц отбрасывается от пластинки и выходит с той же стороны откуда эти частицы падают. В своей теории природы поглощения α-частиц Bragg подчеркивал, что рассеяние должно быть выражено значительно менее резко для α-частиц нежели для β-частиц, т. к. последние обладают гораздо меньшей энергией. Он предполагал, что при прохождении через атом, α-частица должна лететь по траектории весьма близкой к прямой. Однако, опыт показал, что, вообще говоря, при прохождении α-частиц через вещество без сомнения происходит незначительное рассеяние, и что величина этого рассеяния увеличивается с уменьшением скорости α-частиц. Это рассеяние первоначально было обнаружено Rutherford'ом[2]) с помощью фотографического метода. Пользуясь расположением выработанным для исследования магнитного отклонения α-лучей [2] можно было показать, что полосы получающиеся на фотографической пластинке в пустоте имеют резкие края; но в воздухе при атмосферном давлении самые полосы становились более широкими. а края их—диффузными. Рассеяние α-частиц можно легко демонстрировать закрывая щель, через которую они проходят тонким слоем какого-нибудь вещества. Тогда фотографический след пучка лучей становится значительно шире, а интенсивность этого следа постепенно убывает от центра к краям. Geiger[3]) систематически исследовал величину и характер рассеяния α-лучей при прохождении

---

[1]) Цифры в прямых скобках относятся к примечаниям в конце книги.

[2]) Rutherford. Phil. Mag 11, p. 166, 1906.

[3]) Geiger, Proc. of Roy Soc. *A*. 81, p. 174, 1909 и 82, p. 492, 1910.

через различные вещества. Он пользовался методом сцинцилляций, который при таких исследованиях имеет некоторые преимущества перед фотографическим и электрическим методом. Расположение опыта изображено на рис. 1. В этих опытах необходимо было применять небольшой, но интенсивный источник однородных α-лучей. Для осуществления такого источника в коническую трубку *A* закрытую тонким слоем слюды вводилась эманация радия и оставалась там в течение нескольких часов. Затем эманация удалялась путем засасывания в сосуд *B*; через небольшой промежуток времени после этого почти все лучи давал тонкий слой радия *C*, осевший на стенках конического сосуда. Узкий пучек однородных лучей получался при помощи щели *D*; распределение сцинцилляций наблюдалось на сернисто-цинковом экране *S* при помощи микроскопа. В *E* можно было помещать различные экраны. При хорошем вакууме на экране из сернистого цинка наблюдалась яркая полоска света, вызванная тонким пучком α-лучей.

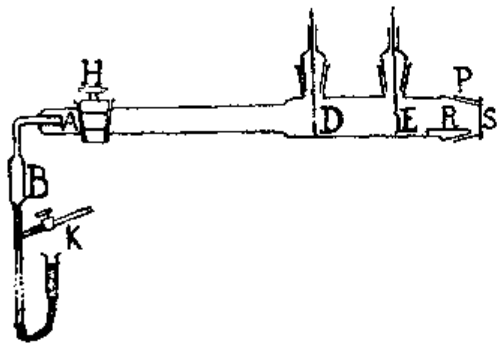


Рис. 1.

Когда же в *E* помещалась тонкая пластинка из какого-нибудь вещества, яркое изображение исчезало вследствие рассеяния α-частиц, покрывавших гораздо бо́льшую площадь. Распределение α-частиц измерялось путем подсчета их в данном сечении на различных расстояниях от центра. Примеры полученных таким образом результатов даны на рис. 2. Кривая *A* показывает распределение α-частиц в вакууме; кривая *B*—распределение α-частиц после рассеяния одним золотым листком; кривая *C*—после прохождения через два золотых листка. Как видно из этих кривых, плотность α-частиц на единицу поперечного сечения быстро убывает в ту и другую сторону от центра.

Из таких измерений можно прямо найти наивероятнейший угол рассеяния α - частиц для данного экрана. Для определения этого угла следует воспользоваться круглым отверстием и найти то расстояние от центра, для которого величина $2\pi rn$ (где r—расстояние от центра, а n—число сцинцилляций на единицу поверхности) будет максимальной. Тогда наивероятнейший угол θ определится через $tg\ \theta = \frac{r}{l}$, где l—расстояние между экраном и рассеивающим веществом. Так например, для золотого ли-

сточка с задерживающей способностью для α-частиц эквивалентной 3,68 см. воздуха наивероятнейший угол рассеяния будет 7°. Geiger нашел, что угол рассеяния сильно зависит от атомного веса рассеивающего металла. Эта зависимость видна на рис. 3, где ординатами служат наивероятнейшие углы рассеяния в градусах, а абсциссами задерживающая способность металла в сантиметрах воздуха. При незначительной толщине, угол рассеяния приблизительно пропорционален квадратному корню из толщины;

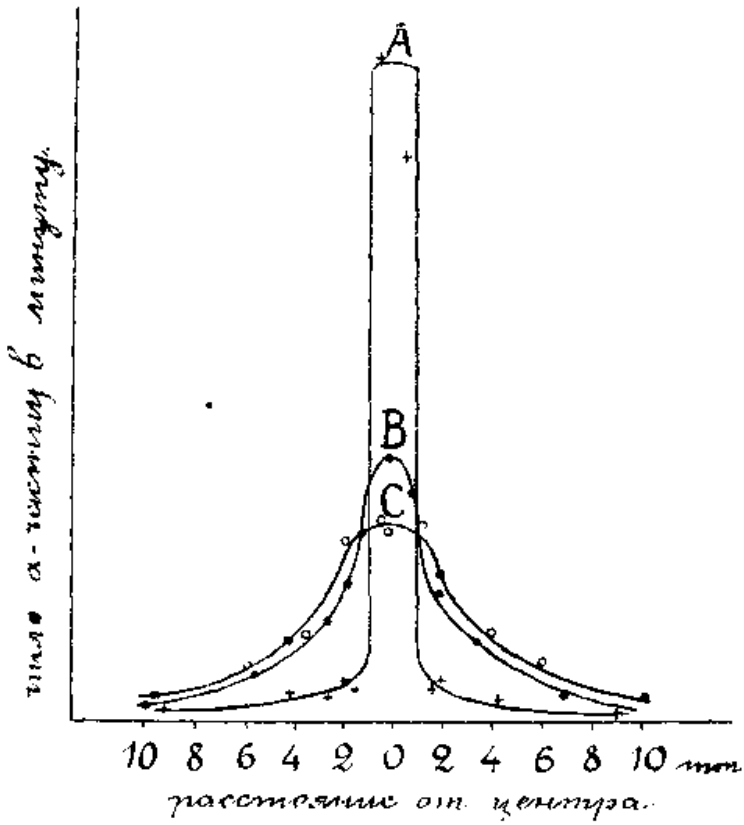


Рис. 2.

но для более толстых экранов, как видно из чертежа, зависимость между толщиной и углом рассеяния становится почти строго линейной. Это явление обусловлено уменьшением скорости α-частицы при прохождении через экран и, вследствие этого, увеличенным рассеянием. Специальный опыт показал, что наивероятнейший угол рассеяния обратно пропорционален третьей степени скорости α-частицы. Если принять во внимание изменение коэффициента рассеяния в зависимости от скорости, то экспериментальные кривые оказываются в превосходном согласии с тем, что можно было ожидать на основании общих законов теории вероятностей.

Средний угол рассеяния на атом рассеивающего вещества оказывается приблизительно пропорциональным атомному весу.

Geiger и Marsden[1]) наблюдали, кроме того, еще одно замечательное явление. Весьма малая часть α-частиц рассеивается на такие большие углы, что эти α-частицы вылетают обратно в ту сторону где находится источник. Это диффузное отражение усиливается с увели-

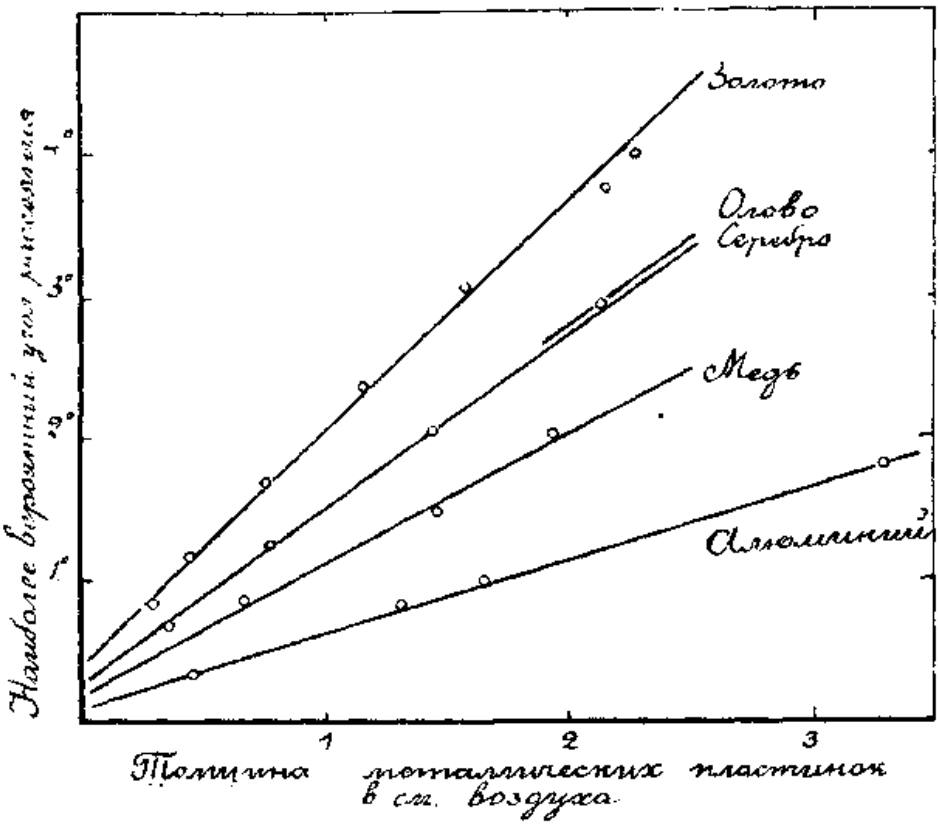


Рис. 3.

чением толщины пластинки и потому оно представляет собою не поверхностный, но объемный эффект. Доля α-частиц отраженных таким образом возрастает быстрее нежели атомный вес радиатора и потому она значительно меньше для алюминия нежели для золота. Поразительно, однако, что в случае металла с большим атомным весом, вроде золота, около половины максимального числа отраженных α-частиц получается от тонкого слоя золота, эквивалентного по задерживающей способности приблизительно 2 мм. воздуха.

[1]) Geiger and Marsden. Proc. Roy. Soc. A 82, 495, 1909.

Было найдено, что когда источником α-лучей служит радий C, а рассеивающим веществом (радиатором)—платина, то одна из 8000 частиц падающих на пластинку рассеивается на угол бóльший прямого. При этом допускалось, что α-частицы равномерно рассеиваются во всех направлениях. Принимая во внимание средний угол рассеяния, можно показать на основании законов теории вероятностей, что число α-частиц рассеянных на угол бóльший прямого должно быть значительно меньше наблюденного на самом деле.

Чтобы объяснить эти экспериментальные результаты необходимо сделать допущение, что внутри атома действуют настолько интенсивные электрические силы, что α-частица случайно может быть отклонена со своего пути на угол бóльший прямого при встрече с одним единственным атомом. Это указывает на то, что атом должен обладать сильно заряженным ядром, и что α-частица проходя сквозь атом вблизи от ядра испытывает значительное отклонение от своего первоначального пути [3]. Чтобы расчитать ожидаемый эффект, автор [1]) сделал допущение, что атомы вещества состоят из центрального заряда $\pm Ne$, который окружен компенсирующим зарядом $\mp Ne$, распределенным внутри сферы с радиусом сравнимым с радиусом атома. Допуская, что центральный заряд сконцентрирован в точке, можно легко показать, что α-частица, проходя вблизи от ядра описывает почти гиперболическую орбиту. Угол отклонения частицы (φ) выражается

$$cotg\,\frac{\varphi}{2} = \frac{2p}{b}$$

где p—перпендикулярное расстояние центра от направления первоначального полета частицы, а

$$b = \frac{2\,Ne\,.\,E}{mV^2};$$

здесь Ne—центральный заряд, E—заряд α-частицы, m—ее масса и V—скорость [4]. Пусть пучек α-частиц падает нормально на очень тонкий слой вещества толщиною t и пусть n число атомов в единице объема вещества. Тогда вероятность, w, α-частице пройти на расстоянии p от центра атома будет

$$w = \pi p^2\ nt$$

[1]) Rutherford, Phil. Mag. 21, p, 669. 1911.

Вероятность, dw, пройти на расстоянии между p и $p+dp$ будет

$$dw = 2\pi\, p\, ntdp = \frac{\pi}{4}\, ntb^2 \cot\frac{\varphi}{2} \operatorname{cosec}^3\frac{\varphi}{2}\, d\varphi.$$

Здесь dw есть доля общего числа α-частиц, которые рассеиваются на угол заключенный между φ и $\varphi + d\varphi$. В действительности рассеяние определяется путем оценки числа α-частиц, падающих на единицу поперечного сечения на постоянном расстоянии r от источника. В этом случае, число y рассеянных α-частиц, приходящихся на единицу поперечного сечения, выражается

$$y = \frac{ntb^2\, Q \operatorname{cosec}^4\frac{\varphi}{2}}{16\, r^2},$$

где Q—число α-частиц, падающих на радиатор. На основании этой теории следует ожидать, что число α-частиц, рассеивающихся на некоторый угол φ, пропорционально:

1. $\operatorname{Cosec}^4\frac{\varphi}{2}$ или $\frac{1}{\varphi^4}$, если φ—мало.

2. Толщине рассеивающего материала, если эта толщина мала.

3. Квадрату центрального заряда Ne.

4. Обратно пропорционально $(mV^2)^2$ или V^4, если m постоянно. [5]

При расчетах допускалось, что экран настолько тонок, что α-частица при прохождении через него испытывает только одно отклонение на большой угол.

Правильность этих выводов была проверена Geiger'ом [1]). Пользуясь узкой тонкостенной трубочкой, наполненной эманацией радия, которая служила источником α-частиц, он нашел, что число частиц рассеянных на данный угол φ для золота почти пропорционально t и с весьма большим приближением пропорционально $\operatorname{cosec}^4\frac{\varphi}{2}$ при изменении угла в широком интервале. Эта теория пригодна для объяснения главнейших результатов рассеяния как α-, так и β-частиц, падающих на тонкие слои материи. Теория предполагает, что при прохождении через атом α-частица может испытывать любые отклонения от 0° до 180°, но вероятность большого отклонения весьма мала. Для данного угла рассеяния эффект „одиночного" рассеяния выражен, тем не менее, значительно резче нежели эффект рассеяния „сложного", т. е. вероятного от-

[1]) Geiger, Proc. Manch. Lit. and Phil. Soc. 55, n. II, p. XX, 1911.

клонения, вызванного многочисленными столкновениями, при каждом из которых отклонение мало.

В общем, результаты указывают на то, что величина центрального заряда Ne приблизительно пропорциональна атомному весу и для золота равна $100e$. Если N изменяется пропорционально атомному весу, то теория показывает, что при одинаковой толщине рассеяние пропорционально DA, где D—плотность и A—атомный вес. Например, рассеяние для золота должно быть в 50 раз больше нежели для алюминия. Этот вывод был экспериментально подтвержден Geiger'ом и Marsden'ом Если при столкновениях атомов не происходит потери момента вследствие излучения, то теоретически следует ожидать, что α-частица, отклоненная атомом должна уменьшить свою скорость. Это уменьшение скорости должно быть мало для золота, но для алюминия и для элементов с малым атомным весом оно должно быть выражено резко. Рассеяние легкими атомами, вроде атомов водорода или гелия, которые по своей массе сравнимы с массой α-частицы представляет специальный интерес, но еще не исследовалось.

Строение атома.

Э. Рёзерфорд [1].

В предыдущей работе[1]) я указывал на важность изучения прохождения α- и β-частиц большой скорости через вещество, как метода исследования внутренней структуры атома. Было обращено внимание на замечательный факт, впервые наблюденный Geiger'ом и Marsned'ом [2]) и состоящий в том, что малая часть α-частиц может быть отклонена на угол больший 90° в результате столкновения с одним единственным атомом. Я показал, что модель атома, предложенная лордом Kelvin'ом и разработанная с большими деталями сэром J. J. Thomson'ом не может давать таких больших отклонений, если не принять, что диаметр положительной сферы чрезвычайно мал. С целью объяснить эти большие углы рассеяния α-частиц, я предположил, что атом построен из положительно заряженного ядра малых размеров, в котором практически сосредоточена вся масса атома. Ядро, по моему предположению, должно быть окружено системой электронов, нейтрализующих его заряд и расположенных на расстоянии, сравнимом с обычно принятой величиной радиуса атома. Некоторые из быстрых α-частиц, проходя сквозь атом и подвергаясь действию интенсивного электрического поля вблизи от ядра, отклоняются от своего прямолинейного пути. Для того, чтобы отклониться на угол больший нескольких градусов, α-частица должна пройти весьма близко от ядра, при чем было допущено, что поле сил в этой области не искажается заметным образом внешними электронами. Если предположить, что силы между ядром и α-частицей отталкивательные и что они подчиняются закону обратной пропорциональности квадрату расстояния, то α-частица должна описать гиперболическую орбиту, и ее отклонение можно легко вычислить.

---

[1]) E. Rutherford. Phil. Mag, 21, p. 669, 1911.
[2]) Geiger and Marsden. Proc. Roy. Soc. A, 82, p. 498, 1909.

Из этой теории было выведено, что число α-частиц, падающих нормально на единицу площади и составляющих угол φ с первоначальным направлением пучка—пропорционально:

1) $cosec^4 \varphi$ или $\frac{1}{\varphi^4}$, если φ мало;

2) числу атомов в единице объема рассеивающего вещества;

3) толщине рассеивающего вещества t, если эта толщина мала;

4) квадрату нуклеарнаго заряда Ne и

5) обратно пропорционально $(mV^2)^2$, где m—масса α-частицы и V—ее скорость.

Из данных для рассеяния α-частиц, раннее полученных Geiger'ом [1]) было выведено, что нуклеарный заряд приблизительно равен половине атомного веса, помноженной на заряд электрона. Geiger'ом и Marsden'ом [2]) были предприняты опыты с целью проверить согласуются ли законы одиночного рассеяния α-частиц с теорией. Общий метод, примененный ими, состоял в том, что узкий пучок α-частиц падал нормально на тонкую пленку вещества и по методу сцинцилляций наблюдалось число частиц, рассеянных на различные углы. Это была весьма трудная и кропотливая работа, так как нужно было сосчитать много тысяч частиц. Результаты Geiger'a и Marsden'a весьма близко согласуются с теорией. При очень малой толщине рассеивающей пластинки, рассеяние оказалось прямо пропорциональным этой толщине и обратно пропорциональным четвертой степени скорости падающих α-частиц. Специальному изучению подверглось число α-частиц, рассеянных на углы от 5° до 150°. Хотя в этом промежутке число рассеянных частиц уменьшалось в отношении 200.000 к 1, связь между этим числом и углом согласовалась с теорией в пределах ошибок опыта. Geiger и Marsden нашли, что рассеяние различными атомами вещества приблизительно пропорционально квадрату атомного веса, откуда следует, что заряд ядра приблизительно пропорционален атомному весу. Определяя число α-частиц, рассеянных тонкими пленками золота, они заключили, что нуклеарный заряд приблизительно равен половине атомного веса, помноженный на заряд электрона. Вследствие, трудности опыта, действительное число можно было определить лишь с точностью, не превосходящей 20%.

Таким образом экспериментальные результаты Geiger'a и Marsden'a оказались в полном согласии с пред-

[1]) H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A, 83, p. 492, 1910.
[2]) Geiger and Marsden, Phil. Mag. 25, p. 604, 1913.

сказаниями теории и указали на то, что сделанная мною гипотеза о строении атома в существенных чертах правильна [7].

В предыдущей работе, при определении величины одиночного рассеяния, я допускал, для простоты вычислений, что атом остается в покое во время столкновения с α-частицей. Darwin[1]) теоретически вывел соотношения, которые должны соблюдаться если принять во внимание движение рассеивающего атома после столкновения. Он показал, что когда это движение не принимается в расчет, то не вносится существенной ошибки даже для таких легких атомов, как атомы углерода. Darwin исследовал также какое рассеяние нужно ожидать, если закон действия силы будет отличен от закона обратной пропорциональности квадрату расстояния и показал, что в этом случае не получается согласия с опытом ни для зависимости рассеяния от угла, ни для зависимости рассеяния от скорости. Результаты Darwin'а определенно указывают, что закон действия силы между α-частицей и ядром есть закон обратной пропорциональности квадрату расстояния [8].

Интересно отметить, что C. T. R. Wilson[2]), фотографируя пути α-частиц, впоследствии показал, что α-частица в некоторых случаях испытывает внезапное отклонение на большой угол. Это дает убедительное свидетельство в пользу правильности того взгляда, что большие отклонения в некоторых случаях получаются в результате столкновения с одним только атомом.

По изложенной теории большие отклонения α-частицы возникают при прохождении ее вблизи от ядра, где поле весьма интенсивно, при чем это отклонение не изменяется существенным образом при прохождени мимо внешних электронов. Такое допущение представляется законным, если вспомнить, что масса и энергия α-частицы весьма велика по сравнению с массой и энергией электрона даже тогда, когда последний движется со скоростью, сравнимой со скоростью света. Простые рассуждения показывают, что отклонения, которые α-частица должна испытать даже при прохождении сквозь сложную систему электронов тяжелого атома, вроде атома золота, должны быть малы по сравнению с наблюдающимися на самом деле. В действительности прохождение быстрых α-частиц через вещество дает наиболее определенный и прямой метод исследования общей структуры атома, ибо α-частица может проникнуть внутрь атома без значительных возмущений со

---

[1]) Darwin. Phil. Mag., 27, p. 499, 1914.
[2]) C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. A, 87, p. 277, 1912.

стороны электронов и, таким образом, подвергается влиянию лишь интенсивного поля атомного ядра.

Независимость больших углов рассеяния от внешних электронов имеет место только для заряженных частиц, кинетическая энергия которых весьма велика. Следует ожидать, что она не будет иметь места для частиц, движущихся с гораздо меньшими скоростями и с меньшей энергией, например, для обыкновенных катодных частиц и для атомов активного вещества, получивших ускорение вследствие отдачи. В этих случаях при рассеянии внешняя система электронов, вероятно, играет гораздо более существенную роль, нежели в рассматриваемом случае.

Рассеяние β-частиц.

На основании нуклеарной теории нужно предвидеть, что быстрые β-частицы должны испытывать отклонения на большие углы при прохождении вблизи от ядра. Не подлежит сомнению, что такие большие отклонения получаются в действительности и я показал в предыдущей работе, что результаты, полученные для рассеяния β-частиц Crowther'ом можно в общем объяснить исходя из нуклеарной теории строения атома. Однако, следует помнить, что существует несколько важных пунктов различия между эффектами, ожидаемыми для α-частиц и для β-частиц. Так как сила между ядром и β-частицей притягательная, то скорость β-частицы быстро увеличивается при приближении последней к ядру. Согласно обычной электродинамике это влечет за собой потерю энергии путем излучения и увеличение кажущейся массы электрона. Darwin [1]) исследовал математически влияние этих явлений на орбиту электрона и показал, что при известных условиях β-частица уже не освобождается из атома, но описывает спиральную орбиту и в конце концов падает на ядро. Этот результат весьма интересен, ибо он может объяснить исчезновение быстрых β-частиц при прохождении через вещество. Кроме того следует помнить, что наиболее быстрая β-частица, выбрасываемая радием *C*, обладает лишь одной третью энергии, соответствующей α-частицы, в то время как средняя энергия β-частицы составляет лишь одну шестую энергии α-частицы. Таким образом следует ожидать, что большие углы рассеяния β-частицы ядром должны получаться уже в областях, где α-частица испытывает лишь малое отклонение—в областях, где применение простой теории нельзя

[1]) Darwin, Phil. Mag., 25, p. 201, 1913.

проверить точно. По этой причине весьма важно найти законы рассеяния β-частиц на большие углы при различных скоростях, ибо такое изучение должно осветить ряд важных проблем строения атома. В настоящее время в моей лаборатории поставлены опыты с целью детального изучения рассеяния быстрых β-частиц.

Очевидно, что β-частица, проходя вблизи электрона может испытать большое отклонение. Эта задача математически аналогична исследованной Darwin'ом задаче о тесном столкновении α-частицы с атомом гелия, обладающего равной ей массой. Однако, подобные большие отклонения вследствие столкновения с электронами относительно редки, по сравнению с отклонениями под влиянием ядра тяжелого атома.

Рассеяние в водороде.

Особый интерес имеют явления, которые должны происходить когда α-частицы проходят через легкие газы, например, через водород и гелий. В работе Nuttall'я и автора [1]) уже было показано, что рассеяние α-частиц в водороде и гелии хорошо согласуется с представлением, что ядро водорода несет один положительный заряд, в то время как α-частица или ядро гелия—два заряда. Darwin детально исследовал простое рассеяние, которое должно происходить, когда α-частица проходит через водород и гелий. Здесь необходимо указать лишь на тот факт, что в результате тесных столкновений с α-частицами, небольшое число атомов водорода должно приобретать скорость в 1,6 раза большую скорости α-частиц. Так как атом водорода несет один положительный заряд, а α-частица—два, то можно вычислить, что некоторые атомы водорода должны иметь пробег приблизительно в четыре раза больший пробега α-частиц, которые эти атомы приводят в движение.

Marsden любезно сделал для меня опыты с целью проверить, можно ли обнаружить присутствие таких атомов водорода. Детальное описание этих опытов появится впоследствии. Однако, достаточно упомянуть, что Marsden'ом было получено несомненное доказательство того, что некоторые из атомов водорода приводятся в настолько быстрое движение, что они способны вызвать заметные сцинцилляции на экране из сернистого цинка и проходить через водород расстояние в три или четыре раза большее, нежели налетающие α-частицы. Общий ме-

[1]) Rutherford and Nuttall, Phil. Mag., 26, p. 702, 1913.

тод, примененный Marsden'ом, состоял в том, что тонкая трубочка содержавшая около 100 милликюри очищенной эманации, располагалась в трубе, наполненной водородом. Сцинцилляции, вызванные α-частицами, исходящими от трубочки, исчезали в воздухе на расстоянии приблизительно пяти сантиметров. Когда же воздух заменялся водородом, большинство сцинцилляций исчезало приблизительно на расстоянии двадцати сантиметров от источника, что соответствовало пробегу α-частиц в водороде. Однако, малое число сцинцилляций наблюдалось в водороде вплоть до расстояния около 90 см. Эти сцинцилляции обладали меньшей интенсивностью, нежели сцинцилляции, вызываемые обыкновенными α-частицами. Наблюденное число таких сцинцилляций было как раз порядка величины предсказываемой теорией одиночного рассеяния, если предположить, что ядра водорода и гелия обладают столь малыми размерами, что они ведут себя как точечные заряды вплоть до расстояний 10^{-13} см.

Повидимому, не подлежит сомнению, что сцинцилляции, наблюдаемые за пределами 20 см., вызываются заряженными атомами водорода, приведенными в быстрое движение при тесном столкновении с α-частицами. В настоящее время Marsden'ом ведутся опыты с целью определения числа атомов водорода, приведенных в движение и изменения этого числа с углом рассеяния [9].

Объяснить появление таких быстрых водородных атомов, не представляется возможным если не предположить, что силы отталкивания между α-частицей и атомом водорода чрезвычайно велики. Такие большие силы могут возникать лишь тогда, когда положительные ядра обладают настолько малыми размерами, что между ними возможны весьма тесные сближения.

Размеры и строение ядра.

В предыдущей работе я показал, что ядро должно обладать весьма малыми размерами и вычислил, что в случае золота его радиус не больше $3 . 10^{-12}$. Чтобы объяснить скорость приобретаемую атомом водорода при столкновении с α-частицей надо допустить, что центры ядер гелия и водорода, как это можно просто вычислить, должны сближаться на расстояние $1,7 . 10^{-13}$. Если для простоты предположить, что ядра являются сферическими, то ясно, что сумма радиусов ядер водорода и гелия не может быть больше чем $1,7 . 10^{-13}$. Это—необычайно малая величина; она меньше нежели обычно принятая величина диаметра электрона ($2 . 10^{-13}$).

Очевидно, что примененный нами метод позволяет оценить лишь максимальные размеры ядер и вполне вероятно, что само ядро водорода может иметь гораздо меньшие размеры. Возникает вопрос, не является ли ядро водорода настолько малым, что его массу можно объяснить так же, как и массу отрицательного электрона.

Из опытов сэра J. J. Thomson'а и других хорошо известно, что никогда не наблюдаются носители положительного электричества с массою меньшей массы атома водорода. Необычайно малые размеры, найденные для ядра водорода дают обоснование мысли, что ядро водорода является положительным электроном и что его масса исключительно электромагнитного происхождения. Согласно электромагнитной теории, электрическая масса сферического заряженного тела равна $\frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{a}$, где e—заряд и a—радиус. Следовательно, ядро водорода должно обладать радиусом составляющим около $\frac{1}{1830}$ радиуса электрона, если массу ядра считать исключительно электромагнитной. В настоящее время не имеется экспериментальных возражений против такого допущения.

Ядро гелия обладает массой, приблизительно, в четыре раза бо́льшей нежели ядро водорода. Если предположить, что положительный электрон, т. е. ядро водорода, является компонентом всех атомов, то следует ожидать, что атом гелия содержит четыре положительных и два отрицательных электрона.

Хорошо известно, что во многих случаях превращения радиоактивных веществ сопровождаются выбрасыванием атома гелия; но до сих пор не было обнаружено, выбрасывание атома водорода. Я исследовал совместно с Robinson'ом выбрасываются ли из радиоактивных веществ какие-нибудь заряженные атомы, кроме атомов гелия и атомов радиоактивных веществ, получивших ускорение, вследствие отдачи при испускании α-частиц. Это исследование показало, что если даже такие частицы выбрасываются, то их число наверное меньше 0,0001 числа атомов гелия. Отсюда следует, что ядро гелия обладает весьма прочной конфигурацией, которая выдерживает интенсивные возмущения, возникающие при его выбрасывании из радиоактивного атома и что оно является одной из единиц, из которых, быть может, построено большинство атомов. Радиоактивные явления показывают, что атомный вес последовательных продуктов уменьшается на четыре единицы при испускании α-частицы; равным образом часто указывалось, что атомные веса некоторых

постоянных атомов различаются приблизительно на четыре единицы [10].

Впоследствии мы увидим, что суммарный положительный заряд ядра определяет большинство физических и химических свойств атома. Однако масса атома зависит от числа и расположения положительных и отрицательных электронов образующих его. Так как опыт показывает, что ядро обладает весьма малыми размерами, то положительные и отрицательные электроны входящие в его состав должны быть расположены весьма тесно. Lorentz показал, что электрическая масса системы заряженных частиц зависит не только от числа этих частиц, но и от взаимодействия их полей, если частицы расположены близко друг к другу. При найденных нами размерах положительного и отрицательного электрона, расположение должно быть очень тесным для того, чтобы вследствие этой причины могло получиться заметное изменение массы. Этим можно объяснить, напр., тот факт, что масса атома гелия не в точности равна учетверенной массе атома водорода. Однако, до тех пор, пока нуклеарная теория не получит более определенного подтверждения, преждевременно обсуждать возможное строение самого ядра. Общая теория указывает, что ядро тяжелого атома является весьма сложной системой, несмотря на то, что его размеры чрезвычайно малы.

Возникает важный вопрос: заключают ли в себе положительные ядра, которые все несут положительный заряд также и отрицательные электроны. Этот вопрос исследовался Bohr'ом [1]), который, на основании радиоактивных данных, заключил, что β-частицы большой скорости возникают из ядра. Общие данные из области радиоактивности, определенно, подтверждают такое заключение. Хорошо известно, что радиоактивные превращения, которые сопровождаются испусканием β-частиц большой скорости, подобно α-превращениям в широких пределах не зависят от изменения температуры или физико-химических условий. На основании нуклеарной теории не подлежит сомнению, что α-частицы возникают из ядра и получают бо́льшую часть, если не всю свою энергию движения, при освобождении из атома. Поэтому представляется обоснованным предположение, что и β-превращения состоят в выбрасывании отрицательного электрона из ядра. Хорошо известно, что энергия освобождаемая в форме β- и γ-лучей во время превращения радия C [2]) составляет около четверти энергии выброшенной α-ча-

---

[1]) Bohr, Phil. Mag. **26**, p. 476, 1913.
[2]) См. Rutherford and Robinson Phil. Mag. **25**. p. 301, 1913.

стицы. Нелегко объяснить, освобождение такого большого количества энергии, если считать, что она заимствуется из системы электронов. Гораздо правдоподобнее, что электрон с весьма большой скоростью освобождается из ядра и покидая атом приводит систему электронов в сильное колебание, давая начало интенсивным γ-лучам, а также вторичным β-частицам. Факты, определенно, свидетельствуют, что некоторые из быстрых электронов, испускаемых радиоактивными веществами, освобождаются из электронной системы вследствие возмущения вызванного первичным электроном освобождаемым из ядра [11].

Заряд ядра.

Мы видели, что в результате исследования рассеяния α-частиц веществом было найдено, что положительный заряд ядра равен приблизительно $\frac{1}{2}Ae$, где A — атомный вес, а e — элементарный заряд. Это эквивалентно утверждению, что число внешних электронов равно, приблизительно, половине атомного веса по водороду. Интересно отметить, что такое же значение было получено Barkla[1]) из совершенно других данных, а именно, из рассеяния X-лучей, при прохождении через материю. Этот вывод основан на теории рассеяния J. J. Thomson'a, в которой предполагается, что каждый электрон в атоме рассеивает, как независимая единица. Представляется невероятным, чтобы электроны, находящиеся внутри ядра, принимали участие в рассеянии, ибо они тесно связаны с положительным ядром и должны удерживаться в равновесии силами совершенно другого порядка величины нежели силы связывающие внешние электроны.

Из рассмотрения случаев водорода и гелия, где водород имеет один электрон, а гелий—два, очевидно, что число электронов не может быть везде точно равно половине атомного веса. Это ведет к интересной мысли Van den Broek'a[2]), которая состоит в том, что число единиц заряда ядра, а следовательно, число внешних электронов должно быть равно номеру места, занимаемого элементом в периодической системе. С этой точки зрения нуклеарные заряды водорода, гелия и углерода должны быть равны соответственно 1, 2, 6 и так далее для остальных элементов. Этот взгляд был принят Bohr'ом в его теории строения простых атомов и молекул.

[1]) Barkla, Phil. Mag. 21, p. 648, 1911.
[2]) Van den Broek, Phys. Zeitschr. 14, p. 32, 1913.

Недавно этот взгляд получил сильное подтверждение с двух различных сторон. Soddy [1]) указал, что последнее обобщение относительно связи между химическими свойствами элемента и его излучением можно истолковать, предполагая, что при испускании α-частицы атом теряет два положительных заряда, а при испускании электрона большой скорости — один отрицательный [12]. Из рассмотрения последовательных продуктов трех главных радиоактивных семейств—урана, тория и актиния—следует, что некоторые радиоактивные элементы могут быть расположены таким образом, что заряд ядра уменьшается на единицу при переходе от каждого элемента к соседнему. Таким образом представляется вероятным, что предположение Van den Broek'a справедливо для некоторых, если не для всех тяжелых радиоактивных элементов. Недавно Moseley [2]), дал весьма ценное доказательство того, что это правило справедливо также для некоторого числа легких элементов. Исследуя длины волн характеристических *X*-лучей двенадцати элементов, от кальция (атомный вес 40) до цинка (ат. вес 65,4), он показал, что изменение длины волны можно легко объяснить, предполагая, что заряд ядра возрастает ровно на единицу, при переходе от элемента к элементу. Это справедливо также для кобальта и никеля, хотя уже давно известно, что в периодической системе они занимают аномальное место.

Нет причин почему бы этот новый мощный метод анализа, заключающийся в определении частоты в характеристических спектрах *X*-лучей элементов нельзя было бы применить к большому числу элементов. Таким образом дальнейших, определенных данных по данному вопросу можно ожидать в близком будущем.

С точки зрения нуклеарной теории ясно, что физические и химические свойства обыкновенных элементов должны зависеть главным образом от заряда ядра, ибо последний определяет число и распределение внешних электронов, от которых эти свойства главным образом и зависят. Как указал Bohr, свойства тяготения и радиоактивности, которые не поддаются воздействию никаких физических или химических агентов следует главным образом, если не исключительно, приписывать ядру, в то время как обычные физические и химические свойства определяются числом и распределением внешних электронов. С этой точки зрения заряд ядра является основной константой атома, тогда как атомная масса атома может быть сложной функцией расположения единиц, образующих ядро.

---

[1]) F. Soddy, Jahrbuch d. Radioaktivität, 10, p. 183, 1913.
[2]) Moseley, Phil. Mag. 26, p. 1024, 1913.

Следует помнить, что по нуклеарной теории вполне возможны атомы, различающиеся значительно по атомным весам и в то же время обладающие одинаковым нуклеарным зарядом. Это, проще всего, можно иллюстрировать фактами из области радиоактивности. В следующей таблице даны атомные веса и нуклеарные заряды для нескольких последовательных элементов ряда урана. Действительный нуклеарный заряд урана неизвестен, но для простоты он принят равным 100.

Последовательные элементы:	Ur_1	$\rightarrow Ur X_1$	$\rightarrow Ur X_2$	$\rightarrow Ur_2$	$\rightarrow Jo$	$\rightarrow Ra$
Атомный вес .	238,5	234,5	234,5	234,5	230,5	226,5
Заряд ядра . .	100	98	99	100	98	96

Согласно новейшим теориям предполагается, что испускание α-частицы уменьшает нуклеарный заряд на две единицы, тогда как испускание β-частицы увеличивает его на одну единицу. Из таблицы видно, что Ur_1 и Ur_2 имеет один и тот же нуклеарный заряд, хотя их атомные веса различаются на четыре единицы.

Если предположить, что ядро всякого элемента представляет собою смесь водородных ядер с одним зарядом и ядер гелия, с двумя зарядами, то a priori понятно, что может существовать известное число атомов с одним и тем же нуклеарным зарядом, но с различной массой. Явления радиоактивности определенно подкрепляют такой взгляд, но вероятно лишь немногие из таких возможных атомов достаточно устойчивы, чтобы выжить втечение доступного измерению времени [13].

Bohr[1]) обратил внимание на трудности в „нуклеарной" модели строения атомов и показал, что устойчивые положения внешних электронов не могут быть выведены из классической механики. Вводя некоторые понятия связанные с квантами Planck'a он показал, что при известных допущениях можно построить простые атомы и молекулы (атом и молекулу водорода и атом гелия), которые во многих отношениях ведут себя как реальные атомы или молекулы. Хотя еще можно держаться различных мнений относительно законности и физического смысла допущений Bohr'a, не подлежит сомнению, что его теории обладают большим интересом и важностью для всех физиков, как первая, определенная, попытка построить простые атомы и молекулы, и объяснить их спектры.

[1]) Bohr, Phil. Mag. 26, pp. 476, 857, 1913.

Столкновение α-частиц с легкими атомами

I. Водород.

Э. Рёзерфорд [14].

§ 1. Из нуклеарной (ядерной) теории строения атома следует, что ядра легких атомов при встречах с α-частицами должны приводиться в быстрое движение. Рассматривая эти соударения можно просто показать, что в результате центрального удара атом водорода приобретает скорость бо́льшую в 1,6 раза той скорости, которую α-частица имела перед ударом, причем атом водорода будет обладать энергией, составляющей 0,64 энергии ударяющей α-частицы. Такие *H*-атомы, летящие с огромными скоростями должны без затруднений обнаружиться методом сцинцилляций. Это было показано Marsden'ом [1]), который нашел, что прохождение α-частиц через водород вызывает многочисленные слабые искрения на экране из сернистого цинка, помещенном значительно дальше пробега α-частиц. Максимальный пробег *H*-частиц, приводимых в движение α-частицами радия *C*, был в водороде 100 см., т. е. приблизительно в 4 раза превышал пробег ударяющих α-частиц в водороде. Найденный пробег хорошо согласуется с величиною, вычисленной Darwin'ом [2]) на основании теории Bohr'a [3]) о поглощении α-частиц в веществе.

В большинстве опытов Marsden'a источником интенсивных α-лучей служила тонкая стеклянная трубка, содержащая очищенную эманацию радия. Трубка в замкнутом сосуде помещалась на соответствующем расстоянии от экрана из сернистого цинка, промежуточное пространство заполнялось сжатым водородом. Было обнаружено, что число *H*-сцинцилляций при помещении на пути поглощающих материальных экранов убывает приблизительно

---

[1]) Marsden Phil. Mag. 27, p. 824. 1914.
[2]) Darwin Phil. Mag. 27, p. 499. 1914.
[3]) Bohr Phil. Mag. 25, p. 10, 1913.

по экспоненциальному закону; относительное же поглощение производимое листочками из различных металлов хорошо согласуется с законом квадратных корней, установленным Bragg'ом для α-частиц. [15]

Во второй статье Marsden[1]) показал, что сама трубка, служащая источником α-лучей вызывает сцинцилляции подобные тем, которые вызываются водородом. Такие же результаты были найдены и в том случае когда вместо стеклянной бралась кварцевая трубка, или когда источником α-лучей служила никелевая пластинка, покрытая радием *C*. Число *H*-сцинцилляций, наблюдавшихся во всех этих случаях казалось слишком большим, чтобы быть объясненным возможным присутствием водорода в указанных материалах. Marsden заключил поэтому, что водород появляется из самого радиоактивного вещества. Дальнейшие опыты были прерваны отъездом Marsden'а в Новую Зеландию в начале 1915 г. для занятия кафедры физики в колледже Виктории в Веллингтоне (Wellington) Количество радия, имевшееся там было слишком мало для продолжения наблюдений. Возвращение профессора Marsden'а в Европу для поступления на военную службу также не благоприятствовало продолжению работы.

Мы видели, что во второй статье Marsden'а имеется указание на то, что радиоактивное вещество само по себе испускает быстрые *H*-атомы. Если это указание верно, оно является очень важным результатом, так как до сих пор при радиоактивных превращениях не обнаруживалось присутствие какого-либо иного легкого элемента, кроме гелия.

Являлось весьма желательным детальное продолжение этих опытов и в течение последних четырех лет я проделал ряд опытов в этом направлении, а также в связи с другими интересными вопросами, возникавшими в процессе работы. Опыты, излагаемые в настоящей и следующих статьях [16] выполнялись в весьма нерегулярные промежутки времени, поскольку позволяли повседневные занятия и работы, связанные с войною, и в некоторых случаях опыты совершенно прекращались на долгое время.

§ 2. Источник сцинцилляций возбуждаемых активным веществом.

Marsden заметил, что число *H*-сцинцилляций, вызываемых никелевой пластинкой покрытой радием *C* было значительно больше чем в том случае, когда источником служило соответствующее количество эманации (изме-

[1]) Marsden Phil. Mag. 30, p. 240, 1915.

ренное по γ-лучам) заключенной в трубке. Таким образом казалось возможным, что *H*-атомы возникают при разложении радия *C*, так как хорошо известно, что это вещество разлагается аномальным образом. Для проверки такого предположения были сделаны наблюдения над изменением числа *H*-сцинцилляций даваемых стеклянной трубкой непосредственно после наполнения ее эманацией. Хорошо известно, что количество радия *C* в такой трубке возрастает сначала очень медленно. Например, после наполнения трубки эманацией, доля окончательного количества радия *C*, имеющаяся в трубке через 10 минут, составляет только 2%, но через 20 минут достигает уже 9% [1]). Следовательно наблюдения числа сцинцилляций в течение 10 минут после наполнения трубки могут определенно решить вопрос вызываются-ли сцинцилляции только радием *C* или возникают также и от других источников α-лучей—эманации и радия *A*. В первом случае число сцинцилляций через 10 минут должно составлять всего только 2% того окончательного числа, которое достигается приблизительно через 3 часа, когда радий *C* будет находиться в подвижном равновесии с эманацией.

Ряд трубок для меня был любезно приготовлен и наполнен эманацией г. N. Tunstall. Весь процесс наполнения и эвакуации трубки для опыта производился насколько возможно быстро, счет сцинцилляций начинался обычно через 4 минуты после наполнения трубки. Последняя устанавливалась между полюсами сильного электромагнита для уменьшения свечения сернисто-цинкового экрана, вызванного β-лучами; экран помещался на 2 см. дальше пробега α-лучей. После ряда предосторожностей принятых во избежание радиоактивного „загрязнения" выяснилось, что число сцинцилляций, наблюдавшихся между 4-й и 10-й минутами значительно превосходило то число, которое следовало бы ожидать если бы сцинцилляции вызывались исключительно превращением радия *C*. Максимальное число сцинцилляций менялось в зависимости от толщины трубки, отношение же числа сцинцилляций, наблюдавшегося в начале, к максимальному числу, достигавшемуся через три часа было от 20 до 40%.

Такие результаты показали определенно, что если *H*-атомы стеклянной α-трубки являются продуктом радиоактивного распада, то они возникают не только из радия *C*, но также из радия *A*, или эманации, или же в результате распада обоих веществ. Мы надеемся в одной из следующих статей разобрать ряд опытов, произведен-

[1]) Rutherford, Radioactive Substances and their Radiations. Cambridge 1913, p. 499.

ных с целью решения вопроса является ли водород продуктом радиоактивного превращения. Довольно трудно дать определенное решение этой задачи, в силу слишком большого числа факторов, в нее входящих. Мы увидим далее, что число водородных сцинцилляций значительно больше того, которое можно было бы ожидать на основании простой теории, с другой стороны трудно быть вполне уверенным в отсутствии примесей водорода в источнике или поглощателях излучения. Кроме того атомы азота и кислорода приводятся ударами α-частиц в столь быстрое движение, что возбуждают сцинцилляции за пределами пробега α-частиц. Довольно вероятно, что большое число сцинцилляций, наблюдавшееся Marsden'ом (loc. cit.) в случае никелевой пластинки, покрытой радием C было вызвано главным образом не H-атомами, но атомами N и O большой скорости, возникавшими в воздухе между источником и экраном.

§ 3. Источник излучения.

Применение α-трубок в качестве интенсивного источника излучения имеет много преимуществ. Однако недостатком является неоднородность α-излучения, происходящего от трех продуктов: радия A, радия C и эманации. Кроме того, трудно приготовить равномерной толщины α-трубку, задерживающая способность которой была бы менее двух сантиметров воздуха. Поэтому я отказался от применения α-трубок и большинство опытов производил с однородным источником излучения, состоящим из активного налета радия. Через 20 минут после удаления эманации, α-лучи вызываются исключительно радием C [17]; они однородны и имеют пробег в воздухе 7 см. Мы дадим теперь краткое описание метода получения интенсивного источника излучения нужных размеров. Источником являлся обыкновенно латунный диск, прижимавшийся к нижнему концу стеклянного крана. Через смесь кислорода с эманацией, выделявшейся из раствора радия пропускались искры для удаления следов водорода до тех пор пока объем не приводился приблизительно к 0,5 см³. Эта эманация вводилась помощью ртути в маленький переносный насос причем уровень ртути брался на 1—2 мм. ниже диска, который требовалось активировать. Диск через кран соединялся с отрицательным полюсом искровой цепи, ртуть же с положительным полюсом, для некоторой концентрации активного вещества на диске. После двухчасовой экспозиции эманация откачивалась и активированный диск от-

делялся. Теоретически экспозиция, для достижения максимальной активности, в эманации должна длиться более трех часов, но на практике найдено, что двухчасовая экспозиция дает бо́льшую активность, а экспозиция в течение 24 часов дает значительно меньшую активность, чем в случае двухчасовой экспозиции. Это аномальное явление было ранее наблюдено Ratner'ом[1]) и вызывается, повидимому потерей активного вещества через посредство стечения электричества (electric wind).

Применяя большое количество эманации можно получить таким образом диск, покрытый с одной стороны ралием *C*, активность которого (по γ-лучам) равна 80 мгр. радия. В большинстве опытов мы пользовались источниками с активностью от 5 до 80 мгр. радия.

После отделения от крана активный диск промывался в алкоголе и затем около минуты нагревался в пустотной трубке внутри электрической печи приблизительно до 300° С. Как указал Ratner (loc. cit) обработка в алкоголе значительно уменьшает потерю активного вещества в виде так называемого улетучивания, нагревание же производится с целью удаления с поверхности диска газов и эманации, окклюдированной во время экспозиции. Количество активного вещества на диске определялось с помощью стандартного электроскопа для гамма-лучей. Уменьшение интенсивности со временем известно на основании соответствующих кривых.

§ 4. Счет сцинцилляций.

Систематический счет *H*-сцинцилляций при различных условиях является делом довольно трудным и утомительным; поэтому может быть будет полезно описать в общих чертах установку, оказавшуюся на практике наиболее подходящей. На великолепных экранах сернистого цинка, специально приготовленных г. Glew, сцинцилляции, вызванные *H*-атомами большой скорости, представлялись маленькими блестящими звездочками или точками, похожими по форме и яркости на сцинцилляции, производимыми α-частицами на расстоянии 3 мм. от конца пробега. У конца пробега *H*-атомов сцинцилляции становились очень слабыми и наблюдение было возможно только на темном фоне. Следовательно действительное число, считаемое в течение минуты при неоднородном пучке *H*-атомов зависит в некоторой степени от яркости фона, видимого в микроскоп. Важно, установив яр-

[1]) Ratner Phil. Mag. 34 p. 429, 1917; 36 p. 397, 1918.

кость экрана, держать ее постоянной во всем ряде последовательных опытов. Этого можно достичь просто помощью укрепленной в металлической трубке, маленькой лампы-„горошины" („pea"-lamp), ток в которой можно по желанию менять. Хотя счет слабых сцинцилляций на темном фоне и не является затруднительным, однако в таких условиях трудно держать глаз фокусированным на изображение в микроскопе, глаз скоро устает и счет становится неверным. Применявшийся микроскоп имел увеличение около 40 и покрывал поле около 2 мм. диаметром. Это увеличение оказалось на практике весьма удобным. В дальнейших опытах были изготовлены специальные экраны сернистого цинка—мелкие кристаллики просеивались через тонкую газовую материю на стеклянную пластинку, покрытую тонким слоем клеющего вещества. Эти мелкие кристаллики совершенно покрывали пластинку слоем в несколько кристалликов. На таких экранах *H*-сцинцилляции казались бо́льшего размера и более размытыми, вероятно, по причине рассеяния света при прохождении через толстый слой кристалликов; счет сцинцилляций производится при этом легче, слабые сцинцилляции могут быть замечены на более светлом фоне, чем в обычных экранах. Вместе с тем слой кристалликов был настолько равномерным, что каждый падающий *H*-атом производил сцинцилляцию.

В этих опытах требовались два работника—один для передвижения источника излучения и экспериментальных установок, другой для счета сцинцилляций. До начала счета глаз наблюдателя остается на полчаса в темноте и во все время счета подвергается действию только слабого света. Опыты производились в большой затемненной комнате с маленькой темной камерой вместе, с которой наблюдатель мог сходить с места, когда требовалось по условиям опыта давать свет. На практике было найдено удобным производить счет в течение 1 минуты и затем делать перерыв на такое же время; запись времени и данных производилась ассистентом. Как общее правило глаз уставал после часового счета и результаты становились ошибочными и несвязными. Не желательно производить счет более одного часа в день и притом опыты можно делать только несколько раз в неделю.

При хороших условиях опыты со счетом изо дня в день дают согласные результаты. Результаты получавшиеся моим ассистентом г. W. Кау и мною находились всегда в прекрасном согласии при самых разнообразных условиях. Установка производилась обычно таким образом, чтобы число сцинцилляций, подлежащих счету было около 15—40 в минуту.

§ 5. Экспериментальная установка.

Для опытов с водородом и другими газами активный диск D (рис. 1) устанавливался на соответствующей высоте параллельно экрану на металлической штанге B, вдвигавшейся в прямоугольный латунный ящик A длиною 18 см, высотою 6 см. и шириною 2 см. По обоим сторонам ящика находились металлические обоймы, помещавшееся между прямоугольными полюсами большого электромагнита. Один конец закрывался матовой стеклянной пластинкой C, другой же латунной пластинкой E, приклеивавшейся воском; в центре ее находилось прямоугольное отверстие длиною 1 см. и шириною 3 мм. Это отверстие закрывалось тонкой пластинкой серебра, алюминия или железа, задерживающая способность ко-

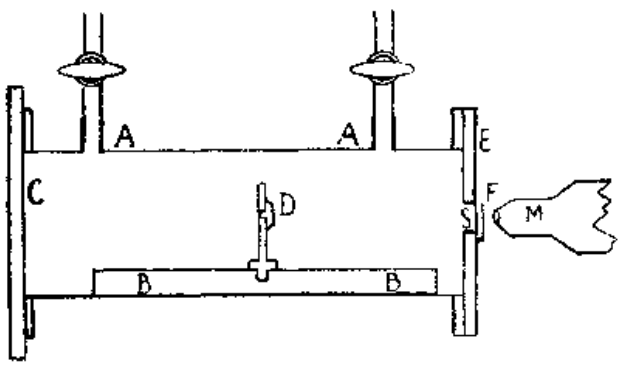


Рис. 1.

торой по отношению к α-частицам эквивалентна 4—6 см воздуха. Экран из сернистого цинка F прикреплялся против отверстия на расстоянии 1—2 мм от металлической закрывающей пластинки. Помощью двух кранов сосуд наполнялся испытуемым газом либо путем откачивания, либо вытеснением. Расположение сернисто-цинкового экрана вне аппарата является большим преимуществом, так как этим способом избегается загрязнение улетучивающимся активным веществом и кроме того между металлической пластинкой и экраном могут легко вводиться различные поглощающие материалы.

Практически источник помещался в латунном сосуде на соответствующем расстоянии от экрана и воздух откачивался. A-лучи, пройдя через металлическую пластинку S падали на экран; получавшееся при этом свечение давало возможность установить микроскоп M в центре отверстия. Диаметр поля зрения (2 мм) был менее ширины отверстия (3 мм). H-атомы, выбрасываемые по на-

правлению α-частиц могут быть замечены только в том случае, если α-лучи задержаны поглощающими экранами, так как число *H*-атомов, наблюдаемых в обычных условиях менее одной стотысячной числа α-частиц. Помещение сильного источника ближе чем на расстояние 3 см. от экрана оказалось невозможным в силу свечения вызываемого γ-лучами и быстрыми β-частицами, мешавшими счету слабых сцинцилляций. Для отклонения β-лучей, возбуждавших весьма заметное свечение экрана требовалось сильное магнитное поле. Для этой цели обыкновенно применялось поле силою в 6000 гауссов.

§ 6. Сцинцилляции, возбуждаемые источником и поглощающими экранами.

В откаченном сосуде число сцинцилляций, наблюдавшихся на экране всегда было пропорционально активности источника. Число сцинцилляций быстро уменьшалось при изменении поглощающего слоя воздуха от 7 до 12 см. затем изменение происходило медленнее и небольшое число наблюдалось еще около 28 см. Изменение числа сцинцилляций в зависимости от величины поглощения (в сантиметрах воздушного слоя) показано на рис. 2. Кривая относится к случаю прогретого латунного источника, находящегося на расстоянии 3,3 см. от экрана; металлической пластинкой служила, расположенная непосредственно перед экраном, прогретая серебряная пластинка с задерживающей силой, эквивалентной 6 см. воздуха.

Рис. 2.

Повидимому эти сцинцилляции вызваны главным образом *H*-атомами, возникавшими частью в источнике, частью в поглощающих экранах. Например, тонкие листочки алюминия, помещавшиеся непосредственно около источника увеличивали число сцинцилляций. Причина этого— в окклюдированном водороде, который может быть удален нагреванием алюминия в пустотной печи до точки плавления. Подобные же явления наблюдались с серебром и не были найдены для золота. На практике все экраны, ставившиеся на пути α-лучей прогревались для извлечения насколько возможно окклюдированных газов. Это совершенно необходимо в том случае, когда приходится

считать небольшое число сцинцилляций. Обычно для поглощения α-лучей применялась серебряная пластинка. Золото оказалось весьма чистым в смысле отсутствия примесей водорода, но его нельзя было ставить вместо серебра непосредственно около экрана ввиду весьма заметного свечения экрана далеко за пределами пробега α-частиц. Эта особенность золота была ранее отмечена Marsden'ом, однако я был поражен величиною эффекта в случае сильных источников излучения. Более полное изложение природы и причины свечения я откладываю до одной из следующих статей Подобным же образом слюда вызывала также значительное свечение, связанное повидимому с γ-лучами. Кроме того, как и следовало ожидать, слюда дает большое количество *H*-атомов и быстро движущихся атомов кислорода. Поэтому слюда является непригодной в качестве поглощающего экрана для α-частиц в опытах такого типа.

§ 7. Теория столкновения α-частиц с легкими атомами.

Позднее будет видно, что число *H*-атомов и их распределение по скоростям заметно отличается от результатов ожидаемых теоретически. Поэтому является желательным прежде разбора результатов опыта рассмотреть несколько детальнее результаты ожидаемые на основании простых теоретических предпосылок.

Явление столкновения быстрых α-частиц с легкими атомами было разработано C. Darwin'ом [1]).

α-частица: M—масса; E—заряд; V—начальная скорость, φ—угол отклонения от первоначального направления.

Легкий атом: m—масса; e—заряд, u—скорость после удара, θ—угол отклонения от первоначального направления α-частицы.

Из рассмотрения простого удара следует, что:

$$u = 2\,V\frac{M}{M+m}\,.\cos\theta \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

$$tang\,\varphi = \frac{m\,\sin 2\theta}{M - m\cos 2\theta} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

[1]) C. Darwin Phil. Mag. loc. cit.

Если при ударе не происходит потери энергии, мы должны ожидать, что $u = \frac{8}{5} V \cos\theta$ для атома водорода независимо от природы и величины сил, фигурирующих при ударе. Однако для расчета числа H-атомов, отклоненных на данный угол θ необходимо сделать специальные предположения о величине и направлении сил. Предполагая, что силы вызываются зарядами атомного ядра, рассматриваемого как точка, и что эти силы изменяются обратно пропорционально квадратам расстояний, Darwin показал, что:

$$p = \mu \, tang \, \theta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

где p — перпендикулярное расстояние от атома до траектории начального движения α-частицы и

$$\mu = \frac{Ee}{V^2}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M}\right)$$

Если Q α-частиц проходит нормально через слой газа толщиною dx с N-атомами на куб. см. при нормальной температуре и давлении, то число, dn, H-атомов, летящих между углами 0 и θ выразится так:

$$dn = Q \; N \; \pi \; p^2 \; dx = \pi \; N \; Q \; \mu^2 \; tang^2 \; \theta \; dx \; [18]$$

Уменьшение скорости α-частиц при прохождении через 1 см. водорода очень мало, поэтому число, n, H-атомов, получающихся на 1 см. пути выразится так:

$$\frac{n}{Q} = \pi \; N \; \mu^2 \; tang^2 \; \theta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

В этом случае $\frac{n}{Q}$ = доле α-частиц, вызывающих H-атомы, летящие между углами 0 и θ.

Полагая $e = \frac{E}{2} = 4{,}77.10^{-10}$ $C\,G\,S\,E$; $V = 1{,}922.10^{10} \frac{см}{сек}$ $N = 5{,}41.10^{19}$; $\frac{e}{m} = 9570$ для водорода, находим $\mu = 9{,}27.10^{-14}$ откуда

$$\frac{n}{Q} = 1{,}46.10^{-6} \; tang^2 \; \theta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

На опыте было найдено, что самые быстрые H-атомы, вызываемые α-частицами радия C проникают в воздухе до 28 см. или в 4 раза дальше чем α-частицы. Вообще

было найдено, что максимальный пробег H-атомов в 4 раза более соответствующего пробега для α-частиц, вызывающих эти атомы. Пробег α-частиц меняется пропорционально кубу их скорости, откуда следует, что пробег H-атомов, по крайней мере приближенно пропорционален кубу их скорости. Скорость H-атома, выбрасываемого под углом θ к направлению α-частицы, равна $u_0 \cos\theta$, где u_0 максимальная скорость H-атома; пробег R водородного атома в направлении под углом θ найдется из соотношения $\frac{R}{R_0} = \cos^3\theta$, где R_0 максимальный пробег. A-частицы падают на экран почти нормально, поэтому H-атомы, отклоненные на угол θ проходят расстояние $R \sec\theta$. Следовательно пробег R в направлении α-частицы выразится соотношением $\frac{R}{R_0} = \cos^4\theta$. Подставляя значение θ в уравнение (5), находим

$$\frac{n}{Q} = 1{,}46.10^{-6}\left(\sqrt{\frac{R_0}{R}} - 1\right) \qquad [10]$$

Это уравнение применимо только для α-частиц скорости V_0, излучаемых радием C. Величина $p \sim \frac{1}{V^2}$; поэтому число H-атомов пропорционально $\frac{1}{V^4}$. Приняв во внимание, что пробег α-частицы пропорционален V^3, легко видеть, что для α-частицы с пробегом r:

$$\frac{n}{Q} = 1{,}46.10^{-6}\left(\frac{r_0}{r}\right)^{\frac{4}{3}}\left(\sqrt{\frac{R_{max}}{R}} - 1\right)$$

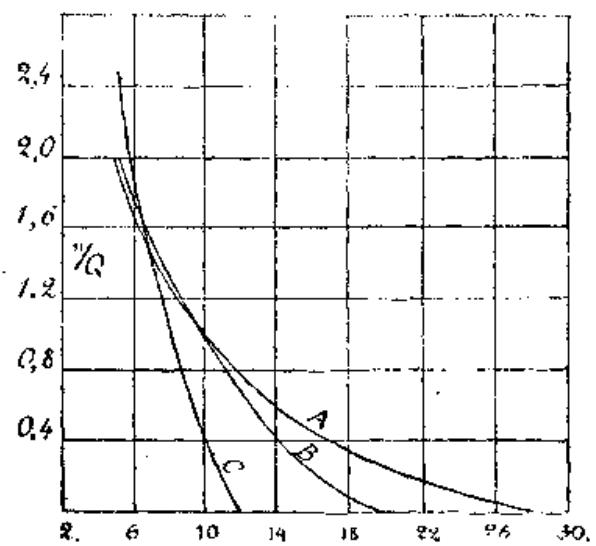
где r_0—пробег α-частицы радия C, т. е. 7,0 см. R_{max}—максимальный пробег H-атома для случая α-частицы с пробегом r, т. е. $4r$.

Значения $\frac{n}{Q}$ для различных величин R даны в таблице 1 для α-частиц с пробегом в воздухе в 7 см. 5 и 3 см. Следует заметить, что $\frac{Q}{n}$ соответствует числу α-частиц, необходимых для образования на пути в газе в 1 см. в среднем одного H-атома с пробегом R или более сантиметров воздуха.

ТАБЛИЦА 1

$r = 7$ см.		$r = 5$ см.		$r = 3$ см.	
R	$\frac{n}{Q}$	R	$\frac{n}{Q}$	R	$\frac{n}{Q}$
1 см.	$6{,}3.10^{-6}$	1 см.	$7{,}9.10^{-6}$	1 см.	$11{,}1.10^{-6}$
2 »	4,0 »	2 »	4,9 »	2 »	6,5 »
4 »	2,8 »	4 »	2,8 »	3 »	4.5 »
7 »	1,46 »	7 »	1,53 »	4 »	3,3 »
10 »	0,98 »	10 »	0,95 »	5 »	2,5 »
14 »	0,60 »	14 »	0,45 »	6 »	1,9 »
18 »	0,34 »	16 »	0,27 »	8 »	1,0 »
22 »	0,19 »	18 »	0,12 »	10 »	0,4 »
24 »	0,12 »	20 »	0,00 »	12 »	0,0 »
26 »	0,05 »				
28 »	0,00 »				

Результаты изображены графически на рис. 3 кривыми *A B* и *C* для пробегов *H*-атомов от 5 до 28 см. Из рисунка видно, что кривая *A* приближенно экспоненциальная



Пробег *H*-атома в см. воздуха.

Рис. 3.

между 8 и 18 см., уменьшаясь на половину около 5,3 см. Тоже самое можно сказать относительно кривых *B* и *C* для соответствующих пробегов. Эти кривые изображают теоретическое изменение числа *H*-атомов в зависимости от

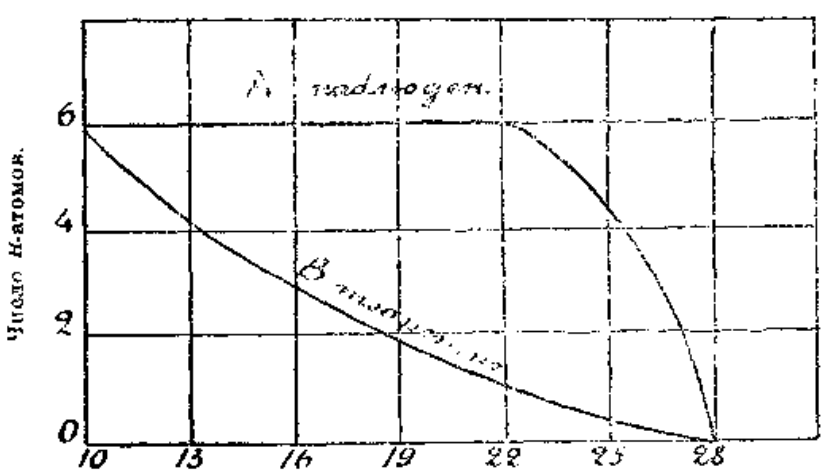
пробега, которое наблюдалось бы если бы счет H-атомов производился для различных толщин поглощателей.

Величина $\frac{n}{Q}$ менее $\frac{1}{100.000}$, поэтому при настоящей установке невозможно обнаружить H-атомы для пробегов, которым соответствуют более многочисленные α-частицы. Поэтому нельзя сравнить теорию с опытом в интервале коротких пробегов, для которых приведены вычисленные значения. Из рисунка видно, что хотя число H-атомов для коротких R быстро возрастает с уменьшением пробега α-частиц, все три кривые имеют приблизительно одни и те же ординаты для $R = 6{,}5$ см.

§ 8. Поглощение H-атомов.

Источником α-лучей служил латунный диск, покрытый только в центральной части радием C для уменьшения поверхности, излучающей α-лучи. Начальная активность диска по γ-лучам была эквивалентна приблизительно 10 мгр. радия. Сернисто-цинковый экран помещался параллельно диску в аппарате изображенном на рис. 1 на расстоянии 3,3 см от источника. Отверстие в конце ящика было закрыто прокаленной серебряной пластинкой с поглощением α-частиц, эквивалентным 5,8 см воздуха; весь аппарат после откачки наполнялся сухим водородом при атмосферном давлении. Соответствующие поглощающие экраны из алюминиевой фольги вставлялись между серебряной пластинкой и экраном и далее производился счет сцинцилляций.

Полученные результаты изображены на рис. 4 в виде кривой A, где ординатами служат числа произвольной



Пробег H-атомов в см. воздуха.

Рис. 4.

шкалы, а абсциссами толщины поглощающего вещества выраженные в сантиметрах воздуха для α-частиц; причем учтено поглощение серебряной пластинки и водорода. Поглощение последнего приравнивалось 8 мм. воздуха, или четверти длины пути α-частицы в водороде. Поправка на естественные сцинцилляции от источника и серебряной пластинки была незначительна.

Из рисунка видно, что число сцинцилляций при изменении поглощающего слоя от 9 до 19 см. воздуха [1]) постоянно. За слоем в 19 см. наступало медленное уменьшение, за которым следовало быстрое падение почти до конца кривой. [20] Сцинцилляции не были обнаружены около 28 см., т. е. для пробега в 4 раза бо́льшего соответствующего пробега для α-частиц радия C.

Форма кривой совершенно отлична от теоретической. Последняя изображена в виде кривой B на основании данных § 7, причем ординаты приравнены для поглощения в 10 см. Между 9 и 19 сантиметрами число сцинцилляций по теории должно падать со 100 до 28.

Эта особенность кривой поглощения замечается только для налетающих α-частиц с бо́льшою величиною пробега. На рис. 5 приведены кривые поглощения для начальных пробегов α-частиц в 7; 6,6; 6,1; 5,7; 4,8 и 3,9 см. Пробег уменьшался путем помещения около источника золотых или алюминиевых экранов известной задерживающей способности для α-лучей. Даже в случае уменьшения пробега α-частиц с 7 до 6 см. кривая поглощения показывает уже вполне заметное уменьшение числа H-атомов в зависимости от толщины поглощателя; это уменьшение становится все заметнее при уменьшении пробега от 6 до 3 см.

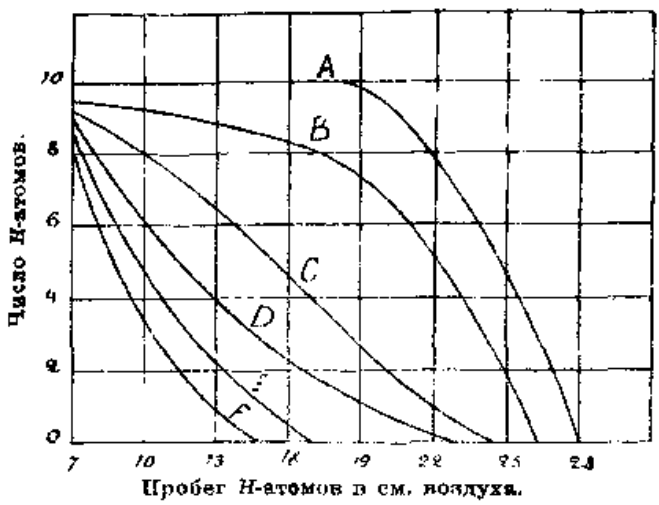
Кривые поглощения для пробегов между 5,7 и 3,9 см очень похожи по форме на теоретические кривые. Например для кривой F с начальным пробегом α-частиц 3,9 см число H-атомов достигает только $^1/_2$, $^1/_4$, $^1/_8$ начальной величины при увеличении поглощения соответственно до 2,4, 4,0 и 5,5 см. Эти числа находятся в хорошем согласии с вычисленными величинами 2,8, 5,0 и 6,4 см. Согласие будет еще более тесным, если взять средний пробег α-частиц, действующих на водородную колонну, т. е. 3,9—0,4 = 3,5 см. Вычисленные числа будут тогда такие: 2,3 4,2, 5,0 см.

Мы займемся теперь интерпретацией аномальной кривой поглощения для пробега в 7 см. (кри-

[1]) Следует заметить, что для примененных расстояний ширина сосуда (рис. 1) была достаточной для сохранения правильного среднего распределения H-атомов по скоростям, соответствующего источнику, помещенному в центре сферы.

вая A). Эта кривая весьма похожа на ту, которую следовало бы ожидать в том случае, если бы водородные атомы выбрасывались главным образом в направлении α-частиц и все с одной и той же скоростью. Действительно, кривая поглощения для пучка H-атомов очень похожа по форме на соответствующую кривую для пучка однородных α-лучей радия C.

Хорошо известно, что число α-частиц. считаемое по методу сцинцилляций в однородном пучке α-лучей радия C остается постоянным при изменении пробега от



Наблюденные кривые поглощения H-атомов
A-при пробеге α частиц 7 см.
B „ „ „ 6,6 „
C „ „ „ 6.1 „
D „ „ „ 5,7 „
E „ „ „ 4.8 „
F „ „ „ 3,9 „

Рис. 5.

0 до 6 см. и затем быстро падает до нуля на последнем сантиметре пробега. Это последнее явление обычно приписывается рассеянию α-частиц при прохождении их через поглощающее вещество. Если теперь H-частицы состоят из H-атомов, несущих один положительный заряд e и выбрасываемых со скоростью $u = 1{,}6\ V$ (где V скорость α-частицы), то среднее угловое рассеяние на расстоянии 1 см. должно быть пропорциональным $\frac{e}{mu^2}$ и равняться 0,78 рассеяния α-частицы с тем-же пробегом. Пробег H-атома в 4 раза превосходит соответствующую величину для α-частицы, поэтому среднее угловое рассеяние H-атомов до поглощения должно быть приближенно в $2 \times 0{,}78 = 1{,}56$

раза больше рассеяния α-частицы. Отсюда следует, что уменьшение числа H-атомов в однородном пучке должно начаться около 6 см. от конечного пробега—28 см

Эта теоретическая кривая дана на рис. 6 (кривая A). Принимая во внимание, что задерживающая способность водородной колонны для α-лучей соответствует 8 мм. воздуха, мы найдем, что кривая поглощения H-атомов, вызванных α-частицами с пробегом 6,2 см. имеет максимальный пробег 24,8 см. Кривая B соответствует этому случаю. Промежуточная кривая C показывает распределение в водороде, если предполагать, что все H-атомы выбрасываются в направлении α-частиц со скоростью, пропорциональной скорости α-частицы в каждой точке водородной колонны.

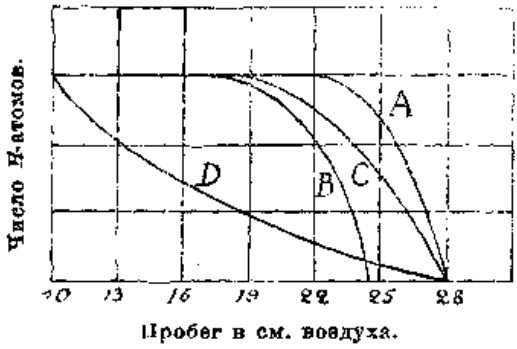


Рис. 6.

Эта теоретическая кривая C весьма похожа во всех отношениях на опытную кривую (рис. 4, кривая A), показывая тем самым, что H-атомы, производимые в тонкой пленке водорода имеют приблизительно одинаковые скорости и выбрасываются вперед в направлении ударяющих α-частиц.

Отсюда не следует, что направление H-атома совпадает с направлением α-частиц, но среднее отклонение не может быть больше 10—15°. Для угла отклонения θ пробег H-атома в направлении α-частиц равен $R_{max} \times \cos^4 \theta$. Величина $\cos^4 \theta = 0{,}94$ для 10°, 0,87 для 15° и 0,78 для 20°. Среднее значение θ в 20° привело-бы к началу уменьшения числа частиц с 13 см. вместо 19 см.

Следует предполагать, что средний угол отклонения быстро возрастает с уменьшением скорости α-частицы. Во всяком случае быстрое изменение формы абсорбционной кривой с изменением скорости α-частицы по крайней мере частью обусловлены этой причиной.

Определить непосредственно действительный средний угол отклонения H-атомов трудно, так как H-атомы значительно рассеиваются при прохождении необходимого для задерживания α-частиц минимального слоя воздуха в 7 см. или соответствующего слоя других поглощающих веществ.

Едва ли приходится сомневаться в том, что если-бы пленка водорода была подвергнута действию α-частиц с бо́льшей начальной скоростью чем у радия C, то удалось бы получить почти однородный пучок H-атомов, движущихся почти в том же направлении, как и α-частицы.

§ 9. Изменение числа H-частиц в зависимости от скорости α-лучей.

Для уменьшения скорости α-частиц вертикальный источник в приборе, изображенном на рис. 1 совершенно закрывался золотыми листочками желаемой толщины; задерживающая способность листочков в единицах слоя воздуха была тщательно измерена. Расстояние между источником и экраном было 3,3 см., прибор наполнялся водородом при атмосферном давлении. Золотые листочки тесно прижимались к источнику во избежание образования *H*-атомов между источником и листочками. Число *H*-частиц определялось после прохождения через поглощатели известной задерживающей способности. Результаты приведены в таблице 2.

ТАБЛИЦА 2.

Поглощение золотого листочка выраженное сантиметрах воздуха.	Начальный пробег α-лучей в сантиметрах воздуха.	Поглощение (в сантиметрах воздуха) между источником и экраном, включая водород.	Наблюденное число *H*-атомов.	Вычисленное число *H*-атомов.
0 см	7,0 см.	8,3 см.	100	100
1,7 „	5,3 „	8,3 „	77	103
2,5 „	4,5 „	7,5 „	51	119
3,3 „	3,7 „	6,6 „	25	139
4,0 „	3,0 „	6,6 „	5	128

В последней колонке даны относительные числа *H*-атомов, ожидаемые на основании простой теории § 7, если принять во внимание максимальный пробег *H*-атомов и толщину поглощателя, проходимого этими атомами. Число *H*-атомов для соответствующих пробегов изменяется обратно пропорционально четвертой степени скорости α-частиц, т. е. обратно степени $\frac{4}{3}$ действующего пробега α-частиц; поэтому число *H*-атомов должно возрастать при уменьшении скорости падающих α-частиц. Наблюденные числа вместо возрастания при уменьшении скорости α-частиц, сначала медленно уменьшаются и затем для пробегов между 3,5 и 3 см. очень быстро падают.

В этих опытах интенсивность *H*-излучения уменьшалась прохождением через поглощающее вещество, экви-

валентное 6,6 см. воздуха. Для уменьшения этого поглощения был произведен другой ряд опытов, в которых серебряная пластинка с задерживающей способностью в 5,8 см. была заменена алюминиевой пластинкой, эквивалентной 3,7 см. Скорость α-частиц уменьшалась алюминиевым листком вместо золотого; листок помещался непосредственно около источника. Алюминиевый листок, применявшийся в этих опытах был освобожден насколько возможно от водорода нагреванием в вакууме; результаты полученные с алюминиевым листком были похожи на результаты, найдены при золотом листочке. Присутствие многочисленных *H*-атомов наблюдалось для α-частиц с пробегом в 2,5 см., но для пробега α-частиц в 2,0 см. число *H*-атомов было уже мало—как раз на границе доступности точному измерению. Действительное число в последнем случае было мало в сравнении с числом, наблюдавшимся для α-частиц с пробегом в 3 см. Опыты при малых пробегах довольно затруднительны, так как необходимо принимать во внимание *H*-сцинцилляции, вызываемые поглощающим веществом и источником. Такие сцинцилляции всегда имеются и число их сравнимо по величине с числом сцинцилляций вызываемых присутствием водорода в аппарате. Хотя общие результаты показывают, что в условиях опыта число *H*-атомов становится относительно малым для пробегов α-частиц между 2—3 см, однако нельзя сказать с уверенностью, падает ли это число до нуля для меньших скоростей α-частиц. Указанная экспериментальная установка не позволяет продолжать наблюдения при поглощении меньшем 7 см. воздуха, таким образом не имеется данных о числе *H*-атомов с пробегом меньшем 7 см.

Кривые поглощения для *H*-атомов, производимых α-частицами различных скоростей были уже даны в § 8.

§ 10. Число H-атомов.

Мы уже упомянули, что число *H*-атомов значительно больше того, которое следовало-бы ожидать на основании простой теории. Важно определить это число возможно тщательнее, так как оно дает существенные данные о природе соударений. При этом определении применялся прибор, изображенный на рис. 1. На серебряную пластинку с задерживающей способностью около 6 см. накладывалась толстая медная пластинка с круглым отверстием в 1.02 мм. диаметром, сернисто-цинковый экран устанавливался в расстоянии 1 мм. Все *H*-атомы проходящие через отверстие (учитывая даже возможное рассеяние)

сосчитывались помощью микроскопа, с полем зрения в 20 мм. диаметром. Источником служила часть маленькой полусферы, внешняя сторона которой была активной; источник ставился на расстоянии 2,85 см. от конца сосуда. Промежуточное пространство наполнялось водородом при атмосферном давлении. Начальная активность источника по γ-лучам соответствовала приблизительно 10 мгр. радия.

Сернисто-цинковый экран был специально изготовлен для данной цели, его способность к сцинциллированию оценивалась приблизительно в 90%. В результате трех отдельных согласных определений было найдено, что при нормальной температуре и давлении, для водорода число H-атомов падающих на экран соответствует 5,1 в минуту на миллиграмм активности (причем принято во внимание 10% атомов не вызывающих сцинцилляций).

Пусть: l—длина пути α-частицы в водороде (в сантиметрах).

A—площадь отверстия в кв. сант.

n—число α-частиц, излучаемых в секунду 1 мгр. радия.

ρ—доля α-частиц, производящих один H-атом на расстоянии одного сантиметра в водороде при нормальной температуре и давлении.

Тогда очевидно, число H-атомов в секунду, падающих на площадь A равно $\frac{5,1}{60} = \frac{\rho\, A\, l\, n}{4\, \pi\, l^2}$; полагая $l = 2,85$см.; $A = 0,84$ кв. мм. $n = 3,72.10^7$, находим $\rho = 9,7.10^{-6}$, или в круглых числах

$$\rho = 10^{-5}.$$

Это число получено для полного поглощения на пути H-атома, соответствующем приблизительно 15 см. воздуха, но мы уже видели, что при условиях опыта число атомов не меняется заметно при изменении поглощающего слоя от 9 до 19 см. В § 7 мы видели, что число H-атомов, ожидаемое на основании простой теории будет $0,98.10^{-6}$ для 10 см. поглощения и $0,31.10^{-6}$ для 19 см. Мы видим таким образом, что для поглощения в 10 см. наблюденное число H-атомов в 10 раз больше теоретического, а для 19 см. в 31 раз.

Пользуясь найденным результатом, что одна из 100.000 α-частиц производит на сантиметре пути в водороде один H-атом, легко вычислить максимальное расстояние линии полета α-частицы от центра водородного атома в том случае когда получается атом с большою скоростью. Пусть p — это расстояние, N — число атомов водорода на 1 куб. см. при нормальных условиях, тогда

$$\pi\, p^2\, N = 10^{-5}$$

Полагая

$$N = 22{,}705.10^{19}$$

имеем:

$$p = 2{,}4.10^{-13} \text{ см.}$$

или в среднем каждая α-частица радия C с пробегом в 7 см. вызывает H-атом в том случае когда расстояние ее пути от центра H-частицу равно или меньше $2{,}4.10^{-13}$ см.

Следует заметить, что это вычисление относится к α-частицам с пробегом в 7 см., когда H-атомы выбрасываются главным образом в направлении падающих α-частиц и при том с пробегом не меньшим 19 см. воздуха, т. е. со скоростью уже сравнимой с максимальной скоростью H-атома. Как уже показано, для случая α-частиц с меньшим пробегом, распределение скоростей весьма отлично, хотя действительное число во всех случаях значительно превосходит величину, вычисленную на основании простой теории.

§ 11. Степень приближения α-частиц к ядру водорода.

Экспериментальные результаты, разобранные выше показывают, что действительное число и распределение H-атомов значительно отличается от вычисляемых в предположении, что α-частицы и H-атомы являются точечными зарядами величины $+2e$ и $+e$, и указывают, что силы развивающиеся при тесных сближениях α-частицы и H-атома значительно отличаются по величине и, вероятно, по направлению от сил ожидаемых на основании простой теории.

Для освещения вопроса о величине развивающихся сил, разберем следующий случай. Предположим, что для расстояний между сталкивающимися центрами бóльших D силы определяются на основании простой теории, но для меньших расстояний силы между центрами быстро возрастают по другому закону; все соударения происходящие на расстоянии меньшем D пусть сопровождаются при этом образованием H-атомов большой скорости, направление полета которых для α-частиц с пробегом в 7 см. совпадает приблизительно с направлением α-частицы.

Darwin (loc cit) показал, что апсидальное расстояние D между α-частицей и H-атомом на основании простой теории выразится так:

$$D = \frac{\mu V_0^2}{V^2}(1 + sec\ \theta)$$

где $\mu = \frac{Ee}{V_0^2}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M}\right) = 9{,}27.10^{-14}$ для α-частиц с максимальным пробегом 7 см, причем θ — угол отклонения

H-атома и V_0 — скорость α-частиц радия C. В этих обозначениях формула (3) § 7, примет вид

$$p = \mu \frac{V_0^2}{V^2} tang\ \theta.$$

Исключая θ из двух уравнений, имеем

$$p^2 = D\left(D - 2\mu \frac{V_0^2}{V^2}\right)$$

Мы уже видели (§ 10), что для α-частиц с пробегом около 7 см. величина $p = 2{,}4.10^{-18}$. Подставляя это значение p и полагая $V = V_0$ мы находим $D = 3{,}5.10^{-13}$ см. Мы увидим далее, что те соударения, для которых D на основании простой теории больше этой величины, вызывают H-атомы, скорость которых слишком мала, для того чтобы они могли быть замечены. Мы можем, следовательно, заключить, что все соударения, для которых D меньше или равно $3{,}5.10^{-13}$ см. вызывают H-атомы большой скорости.

Интересно рассмотреть, на основании вышеуказанных предположений, как меняется число H-атомов в зависимости от скорости падающих α-частиц. Из вышеприведенного уравнения видно, что при $D = 2\mu \frac{V_0^2}{V^2}$ p равно нулю. Подставляя величины $D = 3{,}5.10^{-13}$ $\mu = 9{,}27.10^{-14}$, мы находим $\frac{V_0}{V} = 1{,}89$. Пробег α-частиц этой скорости p равен 2,7 см. Этот результат равносилен тому, что α-частицы с пробегом меньшим 2,7 см. действующие по законам простой теории не в состоянии приблизиться к ядру водородного атома на расстояние меньшее критической величины D.

Число H-атомов пропорционально величине p^2 в вышеприведенном уравнении, откуда

$$\frac{\text{число } H\text{-атомов скорости } V}{\text{число } H\text{-атомов скорости } V_0} = \frac{D - 2\mu \frac{V_0^2}{V^2}}{D - 2\mu}$$

Подставляя значения D, μ, $\frac{V_0}{V}$, мы находим следующие относительные числа H-атомов для различных значений V.

Пробег падающих α-частиц в см.	7	6	5	4	3,5	3,0	2,7
Относительное число H-атомов.	100	88	72	50	35	15	0

Выше уже было отмечено, что наблюденные числа H-атомов быстро убывают для пробегов между 3 и 2 см.— результат в общем согласный с вышеприведенными вычислениями. Однако, нельзя ожидать полного согласия между теорией и опытом, так как теория предполагает существование внезапного изменения величины и направления сил для апсидального расстояния D—условие физически невероятное. Мы можем, однако, сделать заключение, что наблюдаемое изменение числа H-атомов со скоростью не противоречит тому взгляду, что силы между соударяющимися атомами быстро возрастают для значений $D < 3{,}5.10^{-13}$.

На основании известных величин D и μ мы можем вычислить значение θ, т. е. угол отклонения H-атома для соударения при апсидальном расстоянии $D = 3{,}5.10^{-13}$ см. Для α-лучей с пробегом 7 см. $\theta = 69^0$; соответствующий пробег для H-атома равен 28 $\cos^4 \theta$ или 4,6 мм. Таким образом ясно, что на основании сделанных предположений ни один из атомов, для которых $D > 3{,}5.10^{-13}$ не может быть обнаружен в данных условиях опыта.

Главные результаты согласуются с тем воззрением, что силовое поле между α-частицей и ядром водорода претерпевает быстрое изменение по величине и, вероятно, также по направлению в том случае, когда ядра сближаются на расстояние меньшее $3{,}5.10^{-13}$ см.

§ 12. Результаты.

1. Изучено образование быстро-летящих атомов водорода, возникающих при тесных соприкосновениях между атомами водорода и α-частицами, причем источником однороднаго излучения служил радий C. При тесных соприкосновениях, когда ядра сближаются на расстояние меньшее 3.10^{-13} см. число и распределение H-атомов совершенно отличны от тех, которые могут быть вычислены в предположении, что ядра действуют как точечные заряды, отталкивающиеся по закону обратных квадратов.

2. H-атомы, производимые быстрыми α-частицами с пробегом в 7 см. выбрасываются вперед главным образом в направлении α-частиц почти с одинаковой скоростью.

3. Распределение скоростей H-атомов становится все более и более неоднородным по мере уменьшения скорости α-частиц. Для α-частиц с пробегом меньшим 4 см. воздуха распределение и поглощение H-атомов находятся в полном согласии с простой теорией, хотя наблюденные числа больше чем вычисленные на основании теории.

4. Число быстрых H-атомов, производимых α-частицами с пробегом 7 см. в 30 раз больше теоретической величины. Это число быстро падает для α-частиц с пробегом между 3 и 2 см. В среднем 100.000 α-частиц на пути одного сантиметра в водороде производят один быстрый атом водорода.

5. Вычислено, что все α-частицы с пробегом 7 см., пролетающие в расстоянии $p = 2{,}4.10^{-13}$ см. от центра водородного ядра возбуждают быстрые H-атомы. Соответствующее апсидальное расстояние составляет около $3{,}5.10^{-13}$ см.

6. Радиоактивным источником, как это наблюдал Marsden, излучаются атомы водорода. Наблюденное число мало и трудно решить происходят ли эти H-атомы в результате радиоактивных превращений или от окклюдированного водорода.

Обсуждение результатов.

В нуклеарной теории атома заряженное ядро предполагается столь малых размеров, что может рассматриваться как точечный заряд для расстояний порядка 10^{-11} см. Правильность этой точки зрения в случае водорода строго подтверждается замечательным успехом Bohr'a и его последователей в объяснении строения спектра водорода на основании такого предположения. Опыты Geiger'a и Marsden'a [1]) относительно больших углов рассеяния α-частиц тяжелыми атомами, например золотом, показали, что ядро атома золота может рассматриваться как точечный заряд для расстояний порядка 3.10^{-12} см. и что закон обратных квадратов выполняется для таких расстояний в пределах ошибок опыта. В вышеописанных опытах, касающихся столкновения α-частиц с атомами водорода, атомные ядра сближаются еще теснее: на расстояние порядка 3.10^{-13} см. Следует предвидеть, что для таких малых расстояний, порядка диаметра электрона, ядро гелия нельзя уже рассматривать как точку, чтó и подтверждается опытом. Подобное заключение никоим образом не ослабляет ядерной теории, как это обычно предполагается. Изучение же сил вблизи ядра имеет важное значение для определения его действительных размеров.

Из результатов настоящей статьи вполне ясно, что тесное соприкосновение α-частицы и атома водорода происходит чрезвычайно редко. Только одна из 100.000 α-частиц на пути 1 сантиметра в водороде при нормаль-

[1]) Geiger and Marsden. Phil. Mag. 25, p. 604, 1913.

ных температуре и давлении вызывает появление одного H-атома большой скорости, хотя на том-же расстоянии каждая α-частица проходит в среднем сквозь сферу действия приблизительно 10.000 молекул водорода. Таким образом только в одном из 10^9 соударений с молекулами α-частица проходит настолько близко от ядра, что в состоянии выбросить быстрый H-атом. Несомненно значительно бо́льшее число H-атомов приходят в сравнительно быстрое движение при менее тесных встречах с α-частицами, но эти атомы нельзя обнаружить за пределами пробега α-частицы.

Очевидно, что при тесных соприкосновениях каждый атом водорода в какой угодно сложной молекуле действует как независимая единица, так что быстрые H-атомы будут освобождаться α-частицами изо всякого вещества, содержащего свободный или связанный водород. Это и подтверждается опытом.

При поисках объяснения найденных необычных результатов необходимо помнить два наиболее выдающиеся факта: 1) H-атомы, производимые α-частицами с пробегом бо́льшим 6 см., выбрасываются главным образом в направлении α-частиц, причем пределы вариации скорости очень узки; 2) число быстрых H-атомов значительно превосходит число ожидаемое на основании простой теории точечных зарядов.

Рассматривая ядра соударяющихся атомов попрежнему ввиде точек, мы не получим каких-либо преимуществ, если предположим, что свободные заряды переносимые ядрами более значительны, чем это обыкновенно принимается; такое предположение объясняет увеличенное число H-атомов, но не в состоянии объяснить первого факта. Если мы предположим, что центральные силы убывают быстрее, чем следует по закону обратных квадратов, то доля быстрых атомов относительно возрастет. Это может быть выведено из вычислений Darwin'a [1]) для случая закона обратных кубов, причем нетрудно видеть, что относительное возрастание числа быстрых частиц становится тем более заметным, чем быстрее убывает с расстоянием центральная сила. Во всех случаях однако пучок H-атомов должен быть весьма разнородным для любых скоростей α-частиц. Таким образом, повидимому ясно, что никакая теория простых центральных сил не в состоянии объяснить опытные факты.

Такое заключение не неожиданно, так как мы имеем достаточно оснований предполагать, что α-частица имеет сложную структуру и состоит, вероятно, из четырех водо-

---

[1]) Darwin, loc. cit.

родных ядер и двух электронов [1]). Если мы для простоты и предположим, что ядро водорода действует как точечный заряд для рассматриваемых расстояний, все таки мы имеем сложную систему сил около ядра α-частицы.

Далее мы видим, что аномальные явления в водороде начинают сказываться, когда ядра сближаются на расстояние 3.10^{-13} см. одно от другого. Geiger и Marsden показали, что рассеяние α-частиц при прохождении через атомы тяжелых элементов (напр. золота) согласуется с законом обратных квадратов в пределах ошибок опыта, причем в случае центрального удара ближайшее расстояние равняется около 3.10^{-12} см., т. е. приблизительно в 10 раз больше расстояния тесного соприкосновения между α-частицей и атомом водорода. Знаменательно, что в последнем случае наименьшее расстояние приблизительно той же величины, что и диаметр отрицательного электрона, то есть $3{,}6.10^{-13}$ см. Наблюдаемые явления похожи на те, которые бы можно было ожидать, если-бы ядро гелия являлось, например, заряженным диском диаметра 3.10^{-13} см. с плоскостью перпендикулярной к направлению движения. Ясно, что размеры ядра гелия должны быть именно такого порядка величины.

Если ядро гелия построено из двух электронов и четырех водородных ядер, можно ожидать сложного поля сил вокруг ядра и быстрых изменений сил по направлению и величине для расстояний порядка диаметра электрона. Не зная детальной структуры ядра, мы можем только делать те или иные предположения о величине и направлении сил вблизи ядра. Учитывая, однако, колоссальную отталкивательную силу между двумя положительными ядрами, встречающимися на расстоянии 3.10^{-13} см. (около 5 кгр., по закону обратных квадратов), можно предполагать, что не только структура сложного ядра гелия должна сильно деформироваться, но даже и сам электрон может претерпевать сильные деформации под действием интенсивных электрических сил. Если такая деформация электрона возможна, то не трудно видеть, что вообще силы между соударяющимися ядрами могут быстро изменяться вблизи ядра, причем может даже произойти быстрое превращение отталкивания в притяжение. Таким путем можно объяснить наблюденные на опыте факты выбрасывания H-атомов в направлении движения α-частиц, а также увеличенное число H-атомов в сравнении с тем числом, которое следовало-бы ожидать на основании простой теории.

Несомненно, возможно предполагать, что независимо от деформаций, действительная сила не подчиняется для

[1]) Rutherford. Phil. Mag. 27, p. 488, 1914.

малых расстояний закону обратных квадратов, однако, ввиду того, что закон обратных квадратов повидимому выполняется хотя-бы приблизительно для положительных зарядов при расстояниях в 3.10^{-12} см. проще считать, что причиною быстрого изменения величины и направления силы вблизи ядра является деформация структуры ядра и его составных частей. Если принять во внимание огромные силы развивающиеся при соударениях, то даже распад ядра гелия не может оказаться неожиданным. Однако, фактов такого разложения не наблюдалось, что указывает на чрезвычайную устойчивость структуры ядра гелия.

В одной из дальнейших статей будет показано, что аномальные явления, наблюдавшиеся в водороде обнаруживаются и при соударениях быстрых α-частиц с атомами азота и кислорода, притом приблизительно при тех-же расстояниях между ядрами. [21].

Столкновение α-частиц с легкими атомами.

II. Скорость атома водорода.

Э. Рёзерфорд. [22].

В статье I, сообщая о числе вызванных α-частицами *H*-атомов и о поглощении их материей, мы неявно принимали, что наблюдаемые в водороде сцинцилляции при больших пробегах, вызваны быстрыми водородными атомами, пришедшими в движение под влиянием тесных столкновений с α-частицами. Это подтверждается наблюдением, что пробег таких атомов хорошо согласуется с величиной, которая была вычислена Darwin'ом на основании теории поглощения заряженных частиц, разработанной Bohr'ом.

Однако, если принять во внимание значительные силы, развивающиеся при подобных столкновениях, и возможность распада ядра при такого рода ударах, то становится желательным определить опытным путем массу и скорость этих летящих атомов и сравнить найденные значения с теми, которые получаются по теории удара. Такое определение представляется тем более необходимым, что существуют некоторые ясно выраженные аномалии в яркости и распределении *H*-атомов. Об этих аномалиях говорится ниже в настоящей статье.

Для определения массы и скорости *H*-атома, надо измерить отклонение пучка *H*-атомов в магнитном и в электрическом полях. Соответствующие эксперименты несколько утомительны и трудны вследствие малого числа *H*-сцинцилляций, наблюдающихся в условиях опыта.

Отклонение *H*-атомов магнитным полем.

В этих опытах надо было получать *H*-атомы в определенной точке; для этого служила соответственной толщины парафиновая пленка, поставленная на пути интенсивного пучка α-лучей. Метод, принятый в конце кон-

цов, состоял в сравнении отклонения пучка H-атомов, исходящих от парафиновой пленки, с отклонением пучка α-лучей, причем в обоих случаях употреблялся один и тот же источник α-лучей.

Расположение приборов показано на рис. 1. Горизонтальные щели A и B, длиною в 1 см. и шириною в 1 мм., были установлены на прямоугольном латунном бруске C. Источник R, представляющий собою латунный диск, покрытый с одной стороны радием C, располагался наклонно, под малым углом к горизонту, на вертикальной массивной подставке D против щели A. Все это было затем помещено внутри прямоугольного латунного ящика, изображенного на рис. 1 предыдущей статьи, и весь прибор расположен между полюсами сильного электромагнита. Вертикальная щель 1,5 см. длины и 3 мм. ширины, вырезанная в стенке ящика, была закрыта тонким листком железа E, задерживающая способность которого для α-частиц соответствовала 4 см. воздуха. Близко от него был помещен экран сернистого цинка S. Расстояние между щелями A и B—2,85 см., а между B и железным экраном—3,25 см. После выкачивания воздуха из прибора, на экране наблюдается резко обозначенная полоска α-лучей приблизительно в 2 мм. шириной. Измеренное микроскопом, расстояние, между центрами двух таких полосок, получающихся при перемене направления поля силою около 9000 гаусс, оказалось около 3,9 мм. Затем, укрепленная на рамке парафиновая пленка толщиною в 30 μ помещалась вплотную к щели A, между нею и источником. Это давало на экране полоску H-сцинцилляций, приблизительно той же ширины, как и полоска α-лучей. Между железной пластиной и экраном сернистого цинка вводились алюминиевые экраны,—так, чтобы полное поглощение на пути между источником и экраном было эквивалентно слою воздуха в 14,4 см. При таких условиях посредством микроскопа тщательно определялось положение двух полосок H-сцинцилляций, наблюдаемых при перемене направления поля, и расстояние между их центрами оказалось равным приблизительно 6 мм.

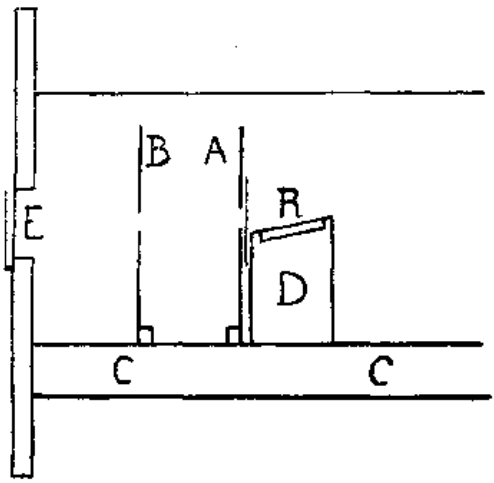


Рис. 1.

Как результат трех согласных измерений, было найдено, что, в условиях нашего опыта, среднее отклонение пучка H-атомов составляет 1,45 отклонения пучка α-частиц радия C. Так как значение $\frac{MV}{E}$ для α-частиц радия C было точно определено другими опытами и найдено равным $3{,}98 \cdot 10^5$ [1]), то среднее значение $\frac{mu}{e}$ для H-атомов равно $2{,}74.10^5$. По прохождении щели A, максимальный пробег H-атомов, $=28 - 3{,}4 = 24{,}6$ см., тогда как наименьший пробег H-атомов, наблюдаемый посредством экрана $= 28 - 14{,}4 = 13{,}6$ см. Так как пробег H-атомов пропорционален кубу их скорости, то скорости H-атомов, найденные из наблюдений при их прохождении в магнитном поле, лежат в пределах $0{,}96\ u_0$ и $0{,}79\ u_0$, где u_0—максимальная скорость H-атомов, вызванных α-частицами радия C. Так как соотношение между числом и скоростью в этих пределах приблизительно линейное, то средняя скорость H-атомов $= 0{,}87\ u_0$. Следовательно, значение $\frac{mu_0}{e}$ для наиболее быстрых H-лучей, вызванных α-частицам и радия C будет $1/0{,}87 \cdot 2{,}74 \cdot 10^5 = 3{,}15 \cdot 10^5$. По теории удара скорость u H-атомов, имеющих массу m, выражается

$$u = \frac{2\ M}{M + m} \cdot V \cos \theta$$

и максимальное значение ее

$$u_0 = 1{,}6\ V_0.$$

Значение $\frac{mu_0}{e}$ для H-атомов, несущих один заряд, должно быть, следовательно, $3{,}2 \cdot 10^5$. Согласование теории с опытом лучше, чем можно было ожидать, если принять во внимание трудность измерений. Этими опытами было найдено, что все атомы заряжены положительно, и не оказалось признаков сцинцилляций, которые указывали бы на присутствие отрицательно заряженных или нейтральных атомов.

Электрическое отклонение H-атомов.

Определение отклонения H-атомов в электрическом поле оказалось гораздо труднее и потребовало больше времени. Окончательная экспериментальная установка показана на рис. 2. A-лучи от источника R, поставленного наклонно,

[1]) Rutherford and Robinson, Phil. Mag. 28, p. 552, 1914.

проходили через парафиновую пленку толщиной около 30 μ, помещенную у конца двух латунных пластинок *A* и *B* длиною 6,02 см., расположенных параллельно друг другу на расстоянии 0,155 см. Все это было монтировано на эбонитовой подставке *DD*, которая вставлялась округлыми концами внутрь стеклянной трубки *T*. На конце трубки *T* была помещена латунная пластинка с вырезанной в ней щелью в 1 см. длины и 3 мм. ширины; щель была закрыта тонким серебряным листком, задерживающая способность которого эквивалентна 6 см. воздуха. Снаружи, непосредственно за серебряным листком, находился экран сернистого цинка. Электрические подводки к пластинкам *A* и *B* проходили через шлифы, как это показано на рисунке.

При применении в качестве источника радия *C*, необходимо установить быструю откачку воздуха из при-

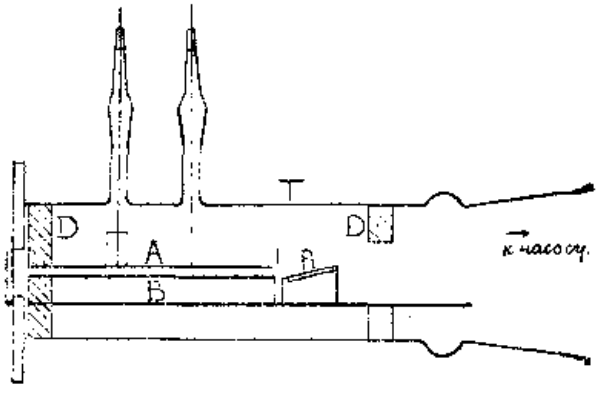


Рис. 2.

бора, чтобы можно было в короткий промежуток времени наложить на пластинки разность потенциалов в 5000 вольт. Для предварительной откачки применялся насос Fleuss и ртутный Gaede, и затем, насос Langmuir'a; процесс откачки был настолько быстр, что необходимый вакуум достигался через две минуты после помещения прибора внутрь стеклянной трубки.

Для полного отклонения *H*-атомов при их прохождении между пластинками, к этим последним надо приложить, по подсчету, разность потенциалов около 30000 вольт. Помимо трудности быстро достичь вакуума, необходимого для сохранения и поддержания такого вольтажа, затруднение состояло и в том, что в распоряжении лаборатории имелся постоянный источник не более 7000 вольт. Чтобы обойти это затруднение, опыт был поставлен так, что сравнивалось отклонение *H*-атомов в магнитном поле с тем, которое вызвалось совместным действием магнитного и электрического полей.

Стеклянная трубка, в которой находился источник и параллельные пластинки, помещалась между полюсами сильного электромагнита так, что плоскость пластинок была параллельна направлению магнитного поля. На средней линии, против пластинок A и B, был помещен микроскоп для счета сцинцилляций и счета изменения их числа при изменении силы магнитного поля. Уменьшение числа сцинцилляций при возрастании магнитного поля зависит от двух причин: 1) изгиб пути атомов в сторону пластинок и 2) отклонение H-атомов в магнитном поле на коротком расстоянии между концом пластин и экраном сернистого цинка. Эти два эффекта трудно разде-

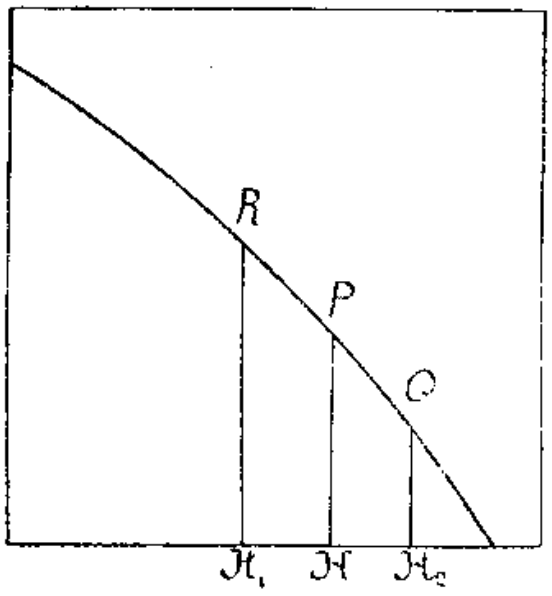


Рис. 3.

лить, но второй из них сделан возможно малым сведением к минимуму расстояния между концом пластинок и экраном. Соотношение между числом вспышек и силой магнитного поля, в отсутствии электростатического поля, показано кривой на рис. 3. Положим, что при магнитном поле силою H число сцинцилляции, будет соответствовать точке P кривой. Если теперь вольтаж приложить так, чтобы он отклонял H-атомы в ту же сторону, что и магнитное поле, то число сцинцилляций на экране уменьшается до значения, соответствующего точке Q кривой, которая, в свою очередь, отвечает полю H_2. При обращении вольтажа, оба поля действуют противоположно одно другому, и число вспышек изображается точкой R кривой, соответствующей силе поля H_1. Положим, для простоты, что число атомов, считается непосредственно по выходе их из пространства между пластинами A и B.

Пусть H будет постоянное магнитное поле, а X—электрическое поле, приложенное между *A* и *B*. Очевидно, что если *u*—скорость *H*-атомов, то

для полей, действующих в одну сторону,

$$Heu + Xe = H_2eu,$$

для противоположных полей

$$Heu - Xe = H_1eu.$$

Вычитая, находим

$$2\ eX = (H_2 - H_1)\ eu,$$

откуда

$$u = \frac{2\ X}{H_2 - H_1}.$$

Таким образом, скорость *H*-атомов может быть определена непосредственно. Практически оказалось, что *PQR* в интервале употреблявшихся полей представляет прямую линию. Начальное поле H менялось при разных опытах, но обычно оно бралось около 4000 гаусс. Налагаемый постоянный вольтаж был около ± 4500 вольт. Отношение числа сцинцилляций при перемене направления электрического поля, изменялось от опыта к опыту соответственно взятой силе магнитного поля и приложенному вольтажу и заключалось между 1,8 и 3.

Каждый отдельный опыт давал вполне законченные результаты, ибо подсчитывалось не только число сцинцилляций при перемене направления электрического поля, но также число их для двух магнитных полей по обе стороны от первоначального, что давало почти то же самое отношение числа сцинцилляций, как и перемена направления электрического поля.

Парафиновая пленка имеет задерживающую способность, эквивалентную 3,2 см воздуха, а задерживающая способность серебряного листка вместе с алюминиевым экраном—11,4 см. Пробег *H*-атомов, прошедших между параллельными пластинками и возбудивших на экране сцинцилляции, заключается таким образом между 28—3,2= =24,8 см и 28—14,6=13,4 см.

Соответственные скорости суть 0,96 u_0 и 0,78 u_0, причем u_0 обозначает максимальную скорость *H*-атомов, вызванных α-частицами радия *C*. Как и в опытах с магнитным отклонением, среднее значение скорости было найдено 0,87 u_0. В вычисление относительного эффекта, произведенного электрическим и магнитным полями, необходимо внести небольшую поправку, ибо электрическое

поле действует только на протяжении пластин, тогда как магнитное воздействует на H-лучи от щели A до ZnS экрана. Если сделать эту поправку, оцененную приблизительно в 12%, то отклонение, вызванное разностью потенциалов между пластинками в 1000 вольт, оказывается соответствующим в пяти разных опытах отклонению под влиянием магнитного поля в 235, 227, 260, 235, 221 гаусс; среднее значение—238 гаусс.

Тогда

$$u = \frac{X}{H} = \frac{10^{11}}{0{,}155} \times \frac{1}{238} = 2{,}71 \cdot 10^9 \ \frac{\text{см}}{\text{сек}}. \ [^{23}].$$

Максимальная величина

$$u_0 = \frac{1}{0{,}87} \times 2{,}71 \times 10^9 = 3{,}12 \cdot 10^9 \ \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

Вычисленное значение будет

$$u_0 = 1{,}6 \cdot 1{,}92 \cdot 10^9 = 3{,}07 \cdot 10^9 \ \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

Наблюденные и вычисленные величины хорошо совпадают в пределах ошибок наблюдений.

Из магнитного отклонения было найдено, что

$$\frac{mu_0}{e} = 3{,}15 \cdot 10^5,$$

а из электрического отклонения

$$u_0 = 3{,}12 \cdot 10^9,$$

следовательно,

$$\frac{e}{m} = 10^4 \text{ эл.-магн. единиц.}$$

Значение $\frac{e}{m}$ для атома водорода при электролизе воды составляет 9570. Согласование достаточно хорошее, чтобы показать, что сцинцилляции при больших пробегах, производимые α-частицами в водороде, вызываются водородными атомами, несущими один положительный заряд. Совпадение между вычисленными и наблюденными значениями скоростей показывает, что, в пределах ошибок наблюдений, для тесных столкновений ядер имеет место сохранение момента и энергии, и что при этом не происходит заметной потери энергии путем излучения.

Яркость сцинцилляций.

Наибольшая энергия, сообщаемая *H*-атому, составляет 0,64 энергии налетающей α-частицы. Энергия *H*-атома после прохождения, например, через 12 см. воздуха, уменьшается до 0,44 энергии α-частицы. Полагая, что *H*-атомы производятся α-частицами радия *C* с пробегом в 7 см., найдем, что энергия *H*-атома, по прохождении им через слой воздуха в 12 см., соответствует энергии α-частицы с пробегом около 2 см. В действительности, яркость *H*-сцинцилляций много меньше, чем это можно ожидать по энергии *H*-атомов, и не больше, чем яркость сцинцилляций от α-частицы с пробегом в 5 мм. Этот относительный недостаток яркости *H* сцинцилляций сравнительно со сцинцилляциями от α-частиц соответственной энергии, существует для *H*-атомов всех скоростей. Мы видели, что можно быть уверенным в правильности подсчета энергии *H*-атома. Очевидно, *H*-атом менее активен в возбуждении света на экране сернистого цинка, чем α-частица с той же энергией. Это может быть следствием меньшей ионизации вдоль пути *H*-атома. В самом деле, его пробег в четыре раза больше пробега α-частицы радия *C*, а энергия составляет 0,64 ее энергии; таким образом, энергия, приходящаяся на единицу пути, составляет только 1/6 такой же энергии для α-частицы.

В этом отношении интересно отметить, что атомы азота, приведенные в движение α-частицами радия *C*, имеют пробег в воздухе около 9 см. Хотя энергия атомов азота после прохождения ими 7 см. воздуха меньше, чем энергия *H*-атомов, прошедших 12 см., азотные атомы дают гораздо более яркие вспышки, чем *H*-атомы. [24]

Вероятное распределение *H*-сцинцилляций.

При счете *H*-сцинцилляций часто замечается, что некоторые вспышки являются одновременно двойными, т. е. две светлые точки приблизительно одинаковой яркости появляются в поле зрения в одно и то же мгновенье. Предварительные опыты показали, что число таких дублетов больше, чем этого можно было ожидать из соображений, основанных на теории вероятностей. Например, при счете ярких вспышек, получающихся от активного препарата тория, в среднем на 30 вспышек в минуту было насчитано около 1,5 дублетов, тогда как для такого же числа *H*-сцинцилляций число дублетов было около 5. Если такие „дублеты“ от водорода являются одновремен-

ными дублетами, то это может служить важным указанием на возможность распада одного из ядер на две части.

Для выяснения этого вопроса было сделано большое число опытов, причем в качестве источника H-атомов употреблялся как водород, так и парафин. Однако, при всех условиях опыта получились очень сходные между собою результаты. Были подобраны теоретически наиболее благоприятные условия для увеличения количества таких дублетов, если они только существуют. Например, H-атомы освобождались в тонкой пленке парафина, закрывающей отверстие в 1 мм. диаметром, и помещенной вблизи экрана сернистого цинка. Расстояние от парафиновой пленки до экрана и природа поглощателей между ними были подобраны так, что, если два атома вылетят почти в одном направлении, то вследствие рассеяния они разойдутся на расстояние, удобное для наблюдения в поле зрения микроскопа, которое имеет 2 мм. в диаметре. Однако, при таком расположении не было получено заметных преимуществ в отношении числа наблюдавшихся дублетов.

В январе этого года мне посчастливилось воспользоваться искусной помощью проф. E. Marsden'a на короткий промежуток времени перед его возвращением на Новую Зеландию. Были предприняты систематические наблюдения, в которых время появления каждой сцинцилляции отмечалось электро-магнитным способом на ленте хронографа; число дублетов при этом регистрировалось отдельно. Marsden и Kay считали по очереди с минутными перерывами, и результаты счета каждого наблюдателя уже потом анализировались первым. По теории вероятностей, число интервалов между двумя последовательными сцинцилляциями—больших t_1 и меньших t_2 секунд выражается $N\,(e^{-\mu t_1} - e^{-\mu t_2})$ где $\frac{1}{\mu}$ — средний интервал между сцинцилляциями, и N—полное число интервалов. [25] Marsden и Barratt [1]) подтвердили раньше правильность этой теории, которая показывает, что короткие промежутки более вероятны, чем долгие. Если среднее число сцинцилляций— 30 в минуту, $\mu = 1/2$, и если глаз не может различать интервалов меньше $1/10$ секунды, то можно ожидать, средним числом, 1,5 дублета в минуту. В действительности, при благоприятных условиях глаз еще способен различать интервалы в $1/10$ секунды при ярких сцинцилляциях α-частиц.

[1]) Marsden and Barratt, Proc. Phys. Soc. 23, p. 367, 1911; 24 p. 50, 1913.

Для сравнения были сделаны измерения вероятного распределения α-частиц полония, пробег которых был подобран так, что они давали приблизительно ту же среднюю яркость, что и *H*-атомы.

Результаты типической серии отсчетов для α-лучей и *H*-атомов приведены в таблице, где даются вычисленные и наблюденные числа интервалов $< \frac{1}{10}$, $< \frac{1}{2}$ и < 1 секунды.

Наблюдатель.	Среднее число сцинцилляций в минуту.	Полное число сцинцилляций.	Число дублетов.	Вычисленное число интервалов $< \frac{1}{10}$ сек.	Наблюденное число интервалов $< \frac{1}{2}$ сек.	Вычисленное число интервалов $< \frac{1}{2}$ сек.	Наблюденное число интервалов < 1 сек.	Вычисленное число интервалов < 1 сек.
α-частицы полония.								
М.	28,0	280	13	12,9	53	60	106	105
К.	25,4	229	10	9,6	45	45	83	79
Атомы водорода.								
М.	24,3	243	15	9,6	50,5	46	84	81
К.	22,7	250	25	9,2	58,5	45	92	79
М.	31,0	216	24	11	60,5	50	95	88
К.	29,6	148	18	7	33	35	59	58

Вычисленные числа являются итогом каждого наблюдения, разработанного отдельно.

Из таблицы видно, что в то время как для α-частиц полония совпадение между теорией и опытом вполне удовлетворительно, для *H*-атомов совпадение не так хорошо. В случае α-лучей число дублетов показывает, что глаз не может различать интервалы меньшие 0,1 секунды; между тем, в случае *H*-атомов число дублетов приблизительно вдвое больше теоретической цыфры, вычисленной в этом предположении. Трудно решить является ли такая

разница реальной или кажущейся, ибо следует помнить, что одновременный счет подобных слабых сцинцилляций и различение интервалов времени представляют собою трудную работу.

Ясно, что в данных условиях опыта лишь малую долю общего числа сцинцилляций можно рассматривать как одновременные дублеты; это явление выражено слишком слабо и недостаточно достоверно, чтобы можно было выводить какие-нибудь определенные заключения. Представляется, что вопросы, подобного рода могут быть разрешены если опыт поставить так, чтобы на экране появлялось малое число сцинцилляций в минуту, когда вероятность коротких интервалов становится весьма малой. С другой стороны потребовалось бы много времени для подсчета числа сцинцилляций достаточного для сравнения теории с опытом, между тем длительный счет в подобных условиях крайне утомителен для глаза и дает недостоверные результаты.

Столкновение α-частиц с легкими атомами.

III. Атомы кислорода и азота.

Э. Рёзерфорд [26].

Bohr [1]) дал общую теорию поглощения заряженных атомов при прохождении их через материю и проверил свои выводы, воспользовавшись данными для поглощения α-частиц. На основании этой теории, Darwin [2]) показал, что можно вычислить пробег быстрого водородного атома в водороде и найденная таким образом величина хорошо согласуется с опытом. Нетрудно вывести тем же методом, что пробег в водороде, x, атома, несущего заряд e, обладающего массой m и движущегося со скоростью равной скорости α-частицы с пробегом в водороде R, находится из соотношения:

$$\frac{x}{R}=\frac{m}{M}\cdot\frac{E^2}{e^2}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

где M — масса и E — заряд α-частицы.

Надо ожидать, что это соотношение будет приблизительно выполняться при прохождении заряженных атомов сквозь легкие вещества, вроде воздуха и алюминия. Так как $M=4$, $E=2e$, где e — единичный заряд, то пробег (x) частички, несущей один заряд, очевидно, выразится $x=m.R$. Скорость u, приобретенная атомом с массой m при столкновении с α-частицей со скоростью V выражается:

$$u=\frac{2M}{M+m}V.\cos\theta,$$

где θ — угол отклонения атома после столкновения. Предполагая вообще, что пробег заряженных атомов, подобно пробегу α-частиц, пропорционален кубу скорости, мы

---

[1]) Bohr, Phil. Mag. 25, p. 10, 1913.
[2]) Darwin, Phil. Mag. 27, p. 499, 1914.

найдем для пробега, x, атома, несущего единичный заряд, после столкновения

$$x = m.R\left(\frac{2M}{M+m}\right)^3 \cos^3\theta.$$

Прилагая этот результат к H-атомам, видим, что максимальный пробег должен быть равен $(^6/_5)^3 R = 4{,}1\ R$, тогда как наблюдаемая величина—около $4\ R$. В качестве дальнейшей проверки этого соотношения, вычислим пробег атома радия B с массой m, приведенного в движение вследствие отдачи при испускании радием A α-частицы с пробегом 4,75. [27] По закону сохранения количества движения имеем: $MV = mu$ и скорость отдачи $u = \frac{M}{m}V$, где $m = 214$. Следовательно, пробег в воздухе

$$x = 214.\left(\frac{4}{214}\right)^3.\ 4{,}75 = 0{,}067 \text{ см}.$$

Величина, найденная Wertenstein [1]) из опыта составляет 0,12 мм.; однако, принимая во внимание, что скорость колеблется в очень широких пределах, согласие с теорией надо считать вполне удовлетворительным. Если бы предположить, что пробег пропорционален степени 2,85 вместо 3, то получилось бы хорошее согласие как для водорода, так и для атомов, приводимых в движение вследствие отдачи.

Если атом после столкновения с α-частицей несет заряд в две единицы, то его пробег на основании формулы (1) должен быть около $^1/_4$ пробега того же атома с одним зарядом. Например, при столкновении α-частицы с ядром гелия равной ей массы, пробег атома гелия должен быть тот же, что и пробег α-частицы перед столкновением, при условии, если атом гелия несет два заряда, но в 4 раза больше, если он несет один заряд.

В следующей таблице мы собрали данные относящиеся к столкновению α-частиц с легкими атомами вещества. Максимальная скорость, количество движения и энергия атома после столкновения даны в виде дроби от тех же величин, относящихся к падающей α-частице. Пробег вычислен в предположении, что он пропорционален скорости в степени 2,9 и что атом несет единицу заряда.

Для удобства включены данные для гипотетических атомов с массами в 2 и 3 раза бо́льшими, чем масса атома водорода [28].

---

[1]) Wertenstein, C. R. cl. p. 869, 1910; p. 469, 1910.

ТАБЛИЦА I.

Элемент.	Атомный вес.	Отношение скорости к скорости α-частицы.	Отношение колич. движ. к колич. дв. α-частицы.	Отношение энергии к энергии α-частицы.	Отношение пробега к пробегу падающей α-частицы.
Водород .	1	1,6	0,4	0,64	3,91
?	2	1,33	0,66	0,89	4,6
?	3	1,14	0,85	0,98	4.45
Гелий . . .	4	1,00	1,00	1,00	4,00
Литий . . .	7	0,727	1,27	0,925	2,78
Берилий . .	9	0,615	1,38	0,85	2,20
Бор	11	0,533	1,46	0,78	1,77
Углерод . .	12	0,500	1,50	0,75	1,61
Азот . . .	14	0,444	1,55	0,69	1,33
Кислород .	16	0,400	1,60	0,64	1,12
Фтор . . .	19	0,348	1,65	0,575	0,89
Неон . . .	20	0.333	1,67	0,55	0.82
Натрий . .	23	0,296	1,70	0,50	0,67
Магний . .	24	0,286	1,71	0,49	0,64
Алюминий.	27	0,258	1,74	0,45	0,53
Железо . .	56	0,133	1,86	0,25	0,19
Серебро . .	108	0,071	1,92	0,136	0,05
Золото . .	197	0,040	1,92	0,079	0,017

Допуская, что атомы несут единицу заряда, легко видеть, что все те из них, атомные веса которых не превосходят атомного веса кислорода могут быть обнаружены за пределами пробега α-частицы. Положим, что мы пользуемся α-частицами с пробегом в 7 см.; тогда ожидаемые максимальные пробеги для таких атомов, несущих один элементарный заряд будут: *He*—28,0, *Li*—19,6, *Be*—15,4, *Bo*—12,4, *C*—11,2, *N*—9,3, *O*—7,8 см.

Было проделано несколько предварительных опытов с гелием, причем мы пользовались аппаратом подобным тому, что применялся для водорода и был описан в статье I, но несколько меньшего размера. Результаты показывают, что если столкновение α-частиц с атомами гелия дает некоторое количество сцинцилляций, соответствующих большому пробегу порядка 28 см., то их число очень мало по сравнению с получавшимся в водороде при аналогичных условиях. Следовательно, мы можем заключить, что быстрые атомы гелия, получающиеся при ударе, несут двойной заряд подобно α-частице.

Несколько опытов было проделано с целью проверить обладают ли атомы лития, бора или берилия пробегом, который следует ожидать, если эти атомы несут единичный заряд. Соли Li_2CO_3, B_2O_3, BeO наносились тонким слоем на активный источник, наклоненный под небольшим углом к горизонтальной плоскости и производился счет сцинцилляций за пределами пробега α-частиц. Воздух был выкачен и α-частицы поглощались алюминиевыми или серебряными листочками. Однако, для пробегов, ожидаемых при условии, что атомы несут единичный заряд, не было обнаружено заметного числа сцинцилляций. Опыты подобного рода нелегки, так как трудно получить тонкий однородный слой соли или металла подлежащего исследованию и, кроме того, необходимо освободиться от всех следов водорода и водяных паров, служащих источником многочисленных H-атомов. Впоследствии предполагается проделать систематическое исследование этих элементов для определения пробега атомов, возникающих при тесных столкновениях с α-частицами.

Опыты с воздухом и кислородом.

Опыты с пробегом быстрых атомов легче выполнимы и дают более определенный результат, когда элементы находятся в газообразном состоянии. В самом деле, в этом случае нет неопределенности в отношении однородности поглощающего слоя и обычно нетрудно наверное избавиться от присутствия водорода и водяных паров. Тонкие пластинки прокатанных металлов вроде алюминия, серебра или золота обыкновенно очень неравномерны по толщине. Эта неравномерность обнаруживается совершенно ясно, когда применяется интенсивный источник излучения, при условиях, в которых можно обнаружить одну частицу на миллион падающих частиц. В этих случаях нередко α-частицы могут быть обнаружены на расстояниях на 10% бо́льших их среднего пробега, определяемого

обычными методами. Слюдяные листочки очень однородны и не имеют этих неправильностей, но к несчастью слюда содержит и водород, и кислород и дает начало многочисленным H и O атомам вне пробега бомбардирующих α-частиц.

Мы видели, что как N, так и O атомы, несущие по одному заряду, должны быть обнаружены на расстояниях бо́льших пробега α-частиц, что̀ и подтверждается на опыте. В случае воздуха, активный диск, покрытый радием C с активностью по γ-лучам около 30 мгр. Ra, располагался на открытом воздухе, так что плоскость его была вертикальна и находилась на расстоянии около 7 см от экрана, покрытого сернистым цинком. Как источник, так и экран были помещены между полюсами большого электромагнита для отклонения β-лучей. Вертикальные конвекционные токи, вызываемые нагретым электромагнитом не допускали загрязнения экрана активным веществом, исходящим из источника.

Конец пробега α-частиц обозначался совершенно резко, но многочисленные яркие сцинцилляции наблюдались на расстояниях почти на 2 см бо́льших пробега α-частиц. Эти сцинцилляции непрерывно убывали по своему числу и по яркости вплоть до пробега соответствующего 9 см воздуха. За пределами этого пробега наблюдалось небольшое и чрезвычайно медленно убывающее число сцинцилляций, которые вызывались H-атомами из источника и из водяных паров, присутствующих в воздухе.

Пробег этих атомов можно было хорошо определить располагая экран как раз за пределами пробега α-частиц (7,1 см. при 15° С) и прикладывая к нему вплотную (со стороны обращенной к источнику) тонкие алюминевые листочки. Изменение числа сцинцилляций с увеличением абсорбции, выраженной в см. воздуха показано на рис. 1.

Как видно по ходу кривой, число сцинцилляций с увеличением поглощения вначале убывает медленно, но вблизи от конца соответствующего им пробега, равного 9 см. в воздухе при нормальном давлении и 15° С, уменьшается быстрее. Эти сцинцилляции, вызываемые вероятно быстрыми N и O атомами, ярки и их легко считать при полном поглощении соответствующем 7,5 см воздуха. При таких условиях они представляются одинаковыми по яркости со сцинцилляциями даваемыми α-частицей с пробегом около 1 см.

В других опытах с воздухом, азотом, кислородом и углекислотой экран и источник помещались в прямоугольный ящик, через который пропускался в течение

всего опыта слабый ток сухого газа. Это предохраняло экран от загрязнения путем диффузии активного вещества от источника; пробег определялся изменением расстояния между источником и экраном.

Сцинцилляции в чистом кислороде и углекислоте были приблизительно одинаковой яркости при соответствующих пробегах, при чем вызывающие их частицы имели приблизительно тот самый пробег, который предположительно соответствует атомам N из воздуха.

Это было довольно неожиданно, так как следовало ожидать, что атом O имеет значительно меньший пробег, нежели более легкий атом N. Вычисленные пробеги соответственно равны 7,8 и 9,3 см. (см. таблицу I). Это указывало на возможность того, что сцинцилляции вызы-

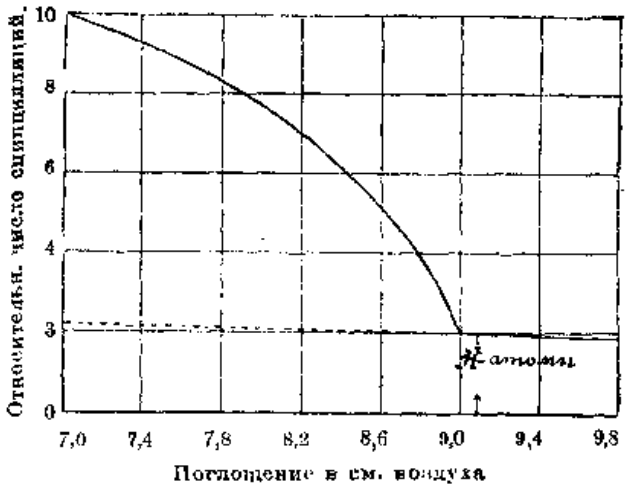


Рис. 1.

ваются не атомами N или O, но α-частицами с пробегом в 9 см., выбрасываемыми из радиоактивного источника. В этом случае, полный пробег α-частиц не должен бы меняться при помещении поглощающего экрана из алюминия или золота с известной задерживающей способностью вблизи источника на пути α-лучей. С другой стороны, если бы сцинцилляции были вызваны быстрыми атомами N и O из воздуха, пробег должен был бы уменьшаться. Например, если бы экран с задерживающей способностью равной 3,5 см. воздуха был помещен на пути α-лучей с пробегом в 7 см, то полученный пробег α-частиц, действующих на газ, должен быть 3,5 см, а весь пробег атомов N или O измеряемый от источника должен бы быть $3{,}5 + \frac{9}{7} \cdot 3{,}5 = 8{,}0$ см. вместо 9 см. Соответствующие опыты были проделаны с алюминиевым и

золотым экранами с задерживающей способностью соответственно в 3,7 и 4,2 см, но оказались не совсем удовлетворительными по причине уже упомянутой неравномерности листочков. Однако, они показали, что нельзя обнаружить заметного числа сцинцилляций на расстоянии большем 8 см. Эти результаты указывают на то, что сцинцилляции вызываются атомами N и O, а не α-частицами источника. Впоследствии это было подтверждено опытами с экраном из слюды с задерживающей способностью в 7,0 см. Число ярких сцинцилляций похожих на сцинцилляции, вызываемые α-частицами было меньше половины числа сцинцилляций, наблюдавшегося при тех же условиях в воздухе или в кислороде, но присутствие многочисленных H-атомов из слюды препятствовало точному определению числа сцинцилляций. Так как слюда содержит как водород, так и кислород, то мы должны были бы получать быстрые O-атомы, и наблюденное число сцинцилляций было приблизительно такое, какого можно было ожидать по количеству кислорода, заключенного в слюде; но все же оно было меньше числа сцинцилляций, наблюдавшегося в воздухе. Повидимому не подлежит сомнению, что сцинцилляции наблюдавшиеся в воздухе для пробегов между 7 и 9 см происходят от столкновений α-частиц с атомами N и O. Наблюдение, что пробег быстрых атомов, получающихся при прохождении α-частиц через углекислоту, равен пробегу O-атомов, указывает, что атомов углерода, несущих единичный заряд не встречается, так как иначе яркие сцинцилляции должны бы быть наблюдаемы для пробегов до 12 см (см. таблицу I).

Следует вспомнить, что среди прекрасных фотографий путей α-частиц C. T. R. Wilson'a[1]), есть пример где α-частица в воздухе испытывает внезапное отклонение на 43°, при чем в точке перелома пути имеется ясно заметное ответвление ввиде шпоры, вызванное N или O атомом, получившим ускорение при столкновении с α-частицей. Интересно сравнить длину этой шпоры с пробегом ожидаемым при столкновении α-частицы с атомом O. Если φ—угол отклонения α-частицы и θ угол отклонения O-атома, то

$$tg\,\varphi = \frac{m.\ sin\ 2\theta}{M-m\ cos\ 2\theta},$$

где m—масса атома O и M—масса α-частицы.

Полагая $M = 4$, $m = 16$, $\varphi = 43°$, получим $\theta = 63°,55$.

---

[1]) C. T. R. Wilson, Pros. Roy. Soc. A, 87, p. 227, 1912.

Если V = скорости α-частицы перед столкновением, то скорость атома кислорода равна

$$\frac{2\ M}{M+m}\ V\ \cos\ \theta = 0{,}178\ V;$$

скорость α-частицы после столкновения равна 0,934 V, следовательно

$$\frac{\text{пробег атома } O \text{ после столкновения}}{\text{пробег α-частицы после столкновения}} = 16 \times$$

$$\times \left(\frac{0{,}178}{0{,}934}\right)^{2{,}9} = 0{,}13.$$

При этом вычислении принималось, что пробег O-атома, пришедшего в движение под влиянием удара α-частицы радия C равен 7,8 см, тогда как наблюдаемый пробег—9,0 см. Принимая во внимание эту поправку мы вместо 0,13 получаем 0,15.

Хотя на фотографии можно лишь грубо сравнить пробег α-частицы и атома, пришедшего в движение после столкновения, тем не менее результаты находятся в прекрасном согласии с вычислениями.

На той же фотографии α-частица показывает еще и другое внезапное отклонение на 10°,5. В этом случае пробег O-атома, получившего толчок, должен составлять только около $^1/_{800}$ пробега α-частицы и путь этого атома не мог быть обнаружен на фотографии.

Число атомов N.

В одной из предыдущих работ мы вычисляли число и распределение H-атомов, производимых α-частицами, в предположении, что ядро является точечным центром силы, отталкивающим по закону обратных квадратов. Если эти вычисления приложить к столкновению α-частиц с ядрами азота или кислорода, то распределение по скоростям атомов N и O будет очень похоже на соответствующее распределение атомов H. Мы должны, следовательно, ожидать, по простой теории, что число N и O атомов должно падать очень быстро между 7 и 9 см., и что число атомов с коротким пробегом должно очень сильно преобладать. Совершенно противоположное наблюдается на опыте (рис. 1), который показывает, что число сцинцилляций уменьшается весьма медленно с увеличением пробега.

Не подлежит сомнению, что эффект, получающийся при столкновении α-частиц с атомами N и O очень по-

хож на эффект, наблюдаемый в водороде. Наблюдения, получают единственное объяснение, если предположить, что N и O атомы подобно атомам H приходят в движение главным образом в направлении полета α-частиц и что во всяком случае для быстрых α-частиц, скорости атомов, испытавших удар, почти одинаковы для данной скорости α-частиц. Надо заметить, что опыты с воздухом и кислородом отличаются в одном отношении от опытов с водородом. В случае воздуха α-частицы нацело поглощаются слоем газа, тогда как в водороде задерживающая способность обычно эквивалентна величине меньшей 1 см. воздуха. Следовательно, в опытах с воздухом наблюдаемые сцинцилляции вызываются N и O атомами, производимыми α-частицами со всеми пробегами от 7 до 0 см. и, таким образом, имеющими широкий интервал скоростей.

Ряд опытов был проделан с поглощающими экранами из алюминия и золота, с целью определения числа N и O атомов, производимых α-частицами с различным пробегом. Результаты в целом показали, например, что на первых 3,5 см. пробега α-частицы радия C, атомов N и O получается больше, чем на последних 3,5 см., но точные выводы были опорочены неравномерной толщиной металлических пластинок.

Ряд согласных измерений был проделан с целью установления полного числа сцинцилляций, наблюдавшихся в воздухе для источника с известной активностью. Число сцинцилляций в минуту, производимое N и O атомами на расстоянии 7,5 см. в воздухе при 15°C было равно 2,2 на площади ZnS экрана в 3,14 кв. мм. Из рассмотрения кривой 1 видно, что число соответствующее абсорбции в 7 см. должно быть 2,6, и абсорбции в 8 см.—1,5.

Все те атомы, пробег которых равен или больше 8 см. должны возникать на первых 3,5 см. пути α-лучей; ибо уже O-атомы, производимые α-частицами с пробегом в 3,5 см. не могут пролетать далее 8 см. от источника и вероятно только небольшая часть их проникает на такое расстояние из за рассеяния и вариации в длине пробега („Straggling") [29].

Для вычисления положим, что возникновение быстрых атомов происходит равномерно в пределах первых 3,5 см. пробега и что ρ есть отношение числа быстрых атомов, возникающих на расстоянии 1 см. пути, к числу α-частиц проходящих через газ.

Число, Q, атомов, падающих в секунду на экран площади A после прохождения l см. в газе будет:

$$Q = \rho \frac{AlN}{4\pi r^2},$$

где N—полное число α частиц, излучаемых источником в секунду ($3{,}7.10^7$ на мгр. активности Ra) и r—расстояние источника от экрана.

Полагая:

$$Q = \frac{1{,}5}{60},\ A = 0{,}0314 \text{ кв. см. } l = 3.5 \text{ см.}, r = 7{,}5 \text{ см.}$$

для средней величины ρ получаем $4{,}3.10^{-6}$.

Если мы примем во внимание хорошо известное уменьшение числа α-частиц в конце пробега, вследствие рассеяния, то очевидно, что истинная величина ρ значительно больше полученной выше и, вероятно, составляет около 7.10^{-6}.

В опытах с водородом было показано, что ρ приблизительно равно 1.10^{-5}—величина близко совпадающая с наблюденной в только что описанных опытах. Мы можем, следовательно, заключить, что приблизительно одно и тоже число быстрых атомов получается на пути 1 см. при прохождении α-частиц через воздух, кислород и водород. Как и в случае водорода, можно показать, что все α-частицы, пролетающие мимо атомного ядра в пределах перпендикулярного расстояния $p = 2{,}4{,}10^{-13}$ см., дают начало быстрым атомам N и O.

Из этих результатов ясно, что для расстояний порядка диаметра электрона, ядра нельзя рассматривать, как точечные заряды. Поскольку позволяет судить опыт, трудно установить с определенностью то расстояние, на котором силы между ядрами становятся ненормальными, но тем не менее грубую оценку сделать можно. Рассматривая ядра, как точечные заряды, мы находим, что наименьшее расстояние, на которое они приближаются при ударе, в случае водородного атома—$1{,}9.10^{-13}$ см. и для кислородного атома $3{,}8.10^{-13}$ см. Принимая во внимание, что эффекты, производимые α-частицами в водороде и кислороде чрезвычайно похожи и что бо́льшие отталкивательные силы проявляются между ядрами в случае кислорода, представлятся вероятным, что анормальные силы в последнем случае проявляются на расстоянии в два раза бо́льшем, чем это наблюдается в водороде. Это значило бы, что быстрое изменение в величине и направлении сил между ядрами, ведущее к выталкиванию быстрых атомов, главным образом в направлении α-частицы, должно начинаться на расстоянии около 7.10^{-13} см. Такой результат следовало предвидеть по общим основаниям, а именно, можно предположить, что ядро кислорода является более сложным и имеющим бо́льшие размеры, чем ядро гелия.

В работе, опубликованной три года тому назад A. B. Wood и автор [1]) описали опыты, из которых видно, что активный налет тория дает начало небольшому числу α-частиц с пробегом в 11,3 см., кроме главной группы α-частиц, с пробегами в 5,0 и 8,6 см. В этих опытах α-лучи с пробегом в 8,6 см. поглощались слюдой. На основании теперешних опытов, кислород, находящийся в слюде, должен давать начало сцинцилляциям, подобным α-частицам с пробегом

$$8{,}6 \times \frac{9{,}0}{7{,}0} = 11{,}6 \text{ см.}$$

Этот пробег приблизительно тот же самый, что наблюдался в опытах с торием и возникает вопрос не вызываются ли в действительности эти α-частицы с длинным пробегом столкновением α-частиц с атомами кислорода в слюде. Часть сцинцилляций, несомненно должна быть отнесена к этой причине, но, с другой стороны, наблюдаемое число сцинцилляций равное приблизительно $^1/_{10.000}$ числа α-частиц, значительно больше того, которое можно ожидать из опытов с радием *C*. Дальнейшие опыты для выяснения этого важного вопроса, предприняты проф. Marsden'ом на Новой Зеландии [30].

[1]) Rutherford and Wood. Phil. Mag. 31, p. 379, 1916.

Столкновение α-частиц с легкими атомами.

IV. Аномальный эффект в азоте.

Э. Рёзерфорд [31].

В работе I уже было показано, что источник — металл, покрытый налетом радия *C*, всегда дает начало многочисленным сцинцилляциям на экране из сернистого цинка далеко за пределами пробега α-частиц. Быстрые атомы, являющиеся причиной этих сцинцилляций, несут положительный заряд, отклоняются магнитным полем и обладают приблизительно тем же пробегом и той же энергией как и быстрые атомы *H*, появляющиеся при прохождении α-частиц через водород. Эти „естественные" сцинцилляции приписывались, главным образом, действию быстрых атомов *H* из радиоактивного источника. Однако трудно решить, выбрасываются ли они из радиоактивного источника или являются результатом действия α-частиц на окклюдированный радиоактивным источником водород.

Аппарат, применявшийся для изучения этих „естественных" сцинцилляций, был такой же, что и описанный в первой статье. Интенсивный источник радия *C* располагался внутри металлического ящика на расстоянии около 3 см. от стенки, отверстие в которой было покрыто серебряной пластинкой с задерживающей способностью, эквивалентной приблизительно 6 см. воздуха. Экран из сернистого цинка помещался снаружи, приблизительно на расстоянии 1 мм. от серебряной пластинки, чтобы иметь возможность вставлять между ними поглощающие листочки. Для отклонения β-лучей весь аппарат находился в сильном магнитном поле. Изменение числа этих „естественных" сцинцилляций с поглощением, выраженным в см. воздуха, показано на рисунке 1 (нижняя кривая). В этом случае воздух из ящика был выкачан и в качестве поглощателя употреблялись листки алюминия. При впускании сухого кислорода или угле-

кислоты в ящик, число сцинцилляций уменьшилось приблизительно на то количество, какое можно было ожидать, исходя из поглощения слоем данного газа.

Неожиданный эффект, однако, был обнаружен, когда в аппарат был введен сухой воздух. Вместо уменьшения число сцинцилляций увеличилось, и для поглощения, соответствующего приблизительно 19 см. воздуха, число их было приблизительно в 2 раза больше, чем то, которое наблюдалось при вакууме. Из этого опыта было ясно, что α-частицы при их прохождении через воздух дают начало сцинцилляциям, соответствующим длинным пробегам, яркость которых для глаза представлялась приблизительно рав-

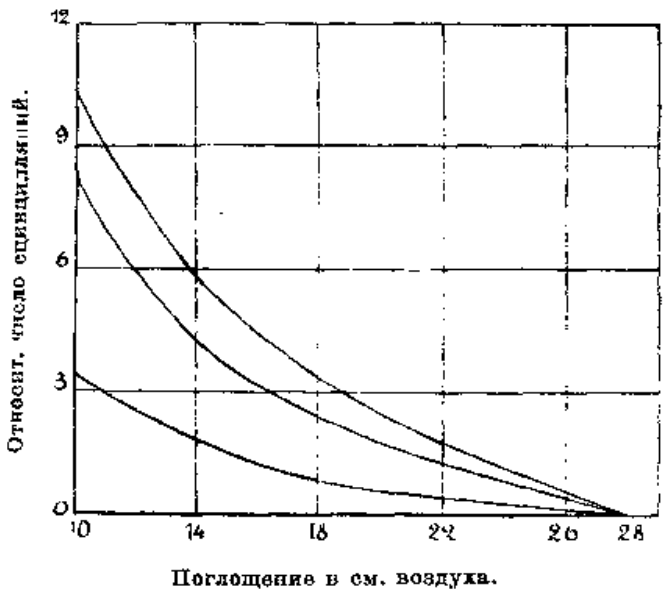


Рис. 1.

ной яркости H-сцинцилляций. Был предпринят ряд систематических наблюдений, чтобы выяснить происхождение этих сцинцилляций. Прежде всего мы уже видели, что прохождение α-частиц через азот и кислород дает начало многочисленным ярким сцинцилляциям с пробегом около 9 см. в воздухе. Этим сцинцилляции соответствует приблизительно тот пробег, который можно ожидать, если они вызываются быстрыми атомами N и O, несущими один заряд и возникающими при столкновении с α-частицами. Поэтому все опыты были проделаны при поглощении, большем 9 см. воздуха, так что эти атомы нацело поглощались прежде, чем достигнуть экрана из сернистого цинка.

Было найдено, что эти сцинцилляции при большом пробеге не могут быть приписаны присутствию водяных

паров в воздухе; число их только незначительно уменьшалось, когда брался совершенно сухой воздух. Этого следовало ожидать, так как среднее число добавочных сцинцилляций, получающихся в воздухе, было равно числу *H*-атомов, возникающих в смеси водорода при 6 см. давления и кислорода. Так как среднее давление водяных паров в воздухе было не более 1 см., то влияние совершенной сухости не должно было бы уменьшать это число больше, чем на $^1/_6$. Между тем число сцинцилляций было значительно меньше, чем в сухом воздухе, даже тогда, когда кислород и углекислота при 20° *C* насыщались водяными парами и вводились вместо сухого воздуха.

Хорошо известно, что количество водорода или газов, содержащих водород в атмосферном воздухе, обыкновенно очень мало. Не наблюдалось никакой разницы при пользовании воздухом, взятым непосредственно из комнаты или снаружи лаборатории или же собранным за несколько дней над водой.

Возможно, что явление в воздухе могло вызываться освобождением *H*-атомов из пылинок, находящихся в воздухе. Однако не наблюдалось заметной разницы в том случае, когда сухой воздух фильтровался сквозь длинную пробку из ваты, или когда он несколько дней стоял над водой для удаления пыли.

Так как аномальный эффект был наблюден в воздухе, но не в кислороде или в углекислоте, то он должен принадлежать или азоту или же другим газам, находящимся в воздухе. Последняя возможность была исключена сравнением эффектов, получающихся в воздухе и в химически приготовленном азоте. Азот добывался хорошо известным методом—прибавлением хлористого аммония к азотистокислому натрию и собирался над водой. Перед введением в аппарат азот тщательно высушивался. В чистом азоте число сцинцилляций, соответствующих большому пробегу, было больше чем в воздухе, при тех же условиях. В результате тщательных опытов было найдено отношение, равное 1,25,—величина, которую и следовало ожидать, если сцинцилляции обусловлены азотом.

Результаты, полученные до сих пор, показывают, что сцинцилляции при большом пробеге, наблюденные в воздухе, должны быть приписаны азоту. Но важно кроме того показать, что они являются результатом столкновения α-частиц с атомами азота, при прохождении первых через слой газа. Прежде всего было установлено, что число сцинцилляций изменяется с давлением воздуха, так как этого нужно было ожидать, если эти сцинцилляции являются результатом столкновения α-частиц при прохождении их через слой газа. Кроме того, когда поглощающий экран

из золота или алюминия располагался вплотную к источнику, оказалось, что пробег частиц, возбуждающих сцинцилляции, уменьшается так, как следовало ожидать, если пробег атома, получившего толчок, пропорционален пробегу ударяющей α-частицы. Эти результаты показывают, что частицы вызывающие сцинцилляции возникают в пространстве, занимаемом данным газом, а не являются поверхностным эффектом в радиоактивном источнике.

На рис. 1 нижняя кривая, изображающая результаты типичного опыта, показывает изменение в числе естественных сцинцилляций в зависимости от поглощения на пути вызывающих их частиц; последнее измеряется в сантиметрах воздуха для α-частиц. В этих опытах углекислота вводилась при давлении, которое по предварительному подчету дает тоже поглощение α-лучей, как и обыкновенный воздух. Верхняя кривая соответствует тому случаю, когда воздух при нормальной температуре и давлении вводился вместо углекислоты. Разностная кривая расположенная между ними показывает соответствующее изменение числа сцинцилляций, возникающих из азота в воздухе. Наблюдалось вообще, что отношение эффекта в азоте к эффекту естественному было несколько больше при 19 см. поглощения, нежели при 12 см.

Для оценки величины эффекта пространство между источником и экраном было наполнено углекислотой при уменьшенном давлении, и затем прибавлялся водород при известном давлении. Давление углекислоты и водорода подбиралось таким образом, чтобы полное поглощение α-частиц в смеси равнялось бы поглощению в воздухе. Таким путем было найдено, что кривая поглощения H-атомов, возникающих при этих условиях, несколько круче, чем разностная кривая на рис. 1. Следовательно, количество водорода, которое нужно смешать с углекислотой для получения того же числа сцинцилляций, что и в воздухе, увеличивается с увеличением абсорпции. Так, например, при поглощении в 12 см. эффект в воздухе равен тому, который получается, когда к углекислоте примешивается водород при 4 см. давления ртутного столба, при поглощении же в 19 см. — соответствующее давление водорода будет уже 8 см. Для средней величины поглощения эффект в воздухе был равен тому, который получается, когда к углекислоте примешивается водород при давлении в 6 см.

Это увеличенное поглощение H-атомов при одинаковых условиях указывает на то, что или 1) быстрые атомы из воздуха имеют несколько больший пробег, чем H-атомы, или 2) атомы из воздуха еще в большей степени выбрасываются по направлению полета α-частиц.

Хотя максимальный пробег, соответствовавший сцинцилляциям в воздухе при пользовании радием *C*, как источником α-лучей, повидимому, приблизительно тот же самый, (28 см), что и для *H*-атомов, появляющихся в водороде, фиксировать конец пробега с определенностью было затруднительно вследствие небольшого числа и слабости сцинцилляций. Было проделано несколько специальных опытов с целью посмотреть, не наблюдаются ли при благоприятных условиях некоторые сцинцилляции, принадлежащие азоту за пределами поглощения 28 см воздуха. Для этого сильный источник (активностью около 60 мгр. радия) располагался на расстоянии 2,5 см. от экрана из сернистого цинка; пространство же между ними содержало сухой воздух. При дальнейшем уменьшении расстояния, экран становился слишком ярок для обнаружения слабых сцинцилляций. Определенных признаков сцинцилляций дальше пробега 28 см. не было найдено. Таким образом объяснение (2) повидимому является наиболее вероятным [32].

В предыдущей статье (III) мы видели, что число быстрых атомов азота или кислорода, получающихся при столкновении с α-частицами на единице пути, приблизительно то же, что и соответствующее им число *H*-атомов в водороде. Так как число сцинцилляций, соответствующих большому пробегу в воздухе, эквивалентно тому, которое получается при тех же условиях в слое водорода при давлении в 6 см, то мы можем заключить, что на каждые 12 тесных столкновений, дающих начало быстрым атомам азота с максимальным пробегом в 9 см. получается только один атом с большим пробегом.

Интересно сообщить данные, о числе сцинцилляций при большом пробеге, получающихся в азоте при атмосферном давлении и при определенных условиях. Для слоя азота в 3,3 см. длины и для полного поглощения, соответствующего в воздухе расстоянию от источника в 19 см. число сцинцилляций в азоте на миллиграмм активности есть 0,6 в минуту на экране с площадью в 3,14 кв. мм.

Атомы с большим пробегом, возникающие в азоте, как по своему пробегу, так и по яркости возбуждаемых ими сцинцилляций чрезвычайно похожи на *H*-атомы и по всей вероятности являются атомами водорода. Однако, чтобы окончательно установить этот важный факт, необходимо определить отклонение этих атомов в магнитном поле. С этою целью было проделано несколько предварительных опытов, методом подобным тому, что применялся при измерении скорости *H*-атома (см. ст. II). Главное затруднение заключалось в том, что надо было получить достаточно

большое отклонение потока атомов, а также иметь достаточное для подсчета число сцинцилляций в минуту. А-лучи от сильного источника пропускались через сухой воздух между двумя горизонтальными параллельными друг другу пластинками длиною в 3 см, отстоявшими друг от друга на расстоянии 1,6 мм. Число сцинцилляций на экране, расположенном вблизи конца пластинки, наблюдалось при различных напряжениях магнитного поля. При этих условиях, когда сцинцилляции возникают по всей длине воздушного столба между пластинками, самое сильное магнитное поле, которое можно было получить, уменьшало число сцинцилляций только на 30%. Когда воздух был заменен смесью углекислоты и водорода с той же самой степенью поглощения α-лучей, было замечено приблизительно то же самое уменьшение. Поскольку можно судить на основании этих опытов, здесь мы имеем указание на то, что сцинцилляции вызываются H-атомами; но действительное число сцинцилляций и уменьшение его были слишком малы, чтобы могла получиться уверенность в результате. Для того, чтобы разрешить этот вопрос окончательно, вероятно, нужно будет попробовать применить в качестве источника твердые соединения азота, свободные от водорода, и воспользоваться при этом более сильными источниками α-лучей. В таких опытах будет важно различать отклонения, принадлежащие H-атомам и возможным атомам с атомным весом 2. Из вычислений, приведенных в статье III, видно, что столкновение α-частицы со свободным атомом с массой 2 должно вызывать атомы с пробегом приблизительно в 32 см. в воздухе и с начальной энергией, равной приблизительно 0,89 энергии H-атома, возникающего при тех же условиях. Отклонение пучка этих лучей в магнитном поле должно быть около 0,6 отклонения, наблюдаемого у соответствующего пучка H-атомов.

Обсуждение результатов.

Из полученных до сих пор, результатов, трудно избегнуть заключения, что атомы с большим пробегом, возникающие при столкновениях α-частиц с азотом, являются не атомами азота, но по всей вероятности атомами водорода или атомами с массой 2. Если это так, то мы должны заключить, что атом азота распадается вследствие громадных сил, развивающихся при столкновении с быстрой α-частицей, и что освобождающийся водородный атом образует составную часть ядра азота. Мы обращали уже

внимание в III статье на несколько неожиданное наблюдение: пробег атома азота в воздухе оказывается приблизительно тот же, что и атома кислорода, тогда как мы должны были ожидать разницу приблизительно в 19%. Если при столкновениях, дающих начало быстрым атомам азота, в то же время отщепляется водород, то такая разница может быть объяснена тем, что энергия, распределяется между двумя системами.

Интересно отметить, что, между тем, как у большинства легких атомов, атомные веса, как хорошо известно выражаются формулой $4n$ или $4n+3$, где n—целое число-азот—единственный элемент, атомный вес которого выра, жается формулой $4n+2$. Из радиоактивных данных можно было предвидеть, что ядро азота состоит из трех ядер гелия, каждое с атомным весом 4 и из двух водородных ядер или одного ядра с массой 2. Если бы ядра H были спутниками главной системы с массой 12, то число тесных столкновений с такими связанными ядрами H было бы меньше, нежели со свободными, ибо α-частица при столкновении попадает в комбинированное поле H-ядра и центральной массы. При таких условиях, можно ожидать, что α-частица может только случайно достаточно близко подойти к ядру H, сообщая ему максимальную скорость, хотя во многих случаях она может сообщать ему достаточно энергии для нарушения связей с центральной массой. Такая точка зрения могла бы объяснить причину, по которой число быстрых H-атомов из азота меньше, чем соответствующее число их в свободном водороде, а также меньше числа быстрых атомов азота. Общие результаты указывают, что освобождающиеся H-ядра отстоят приблизительно на расстоянии двух диаметров электрона (7.10^{-13} см) от центра атома. Не зная законов действия силы на таких небольших расстояниях, трудно оценить энергию, необходимую для освобождения H-ядра, а также и подсчитать максимальную скорость, которая может быть сообщена освобождающемуся H-атому. A priori нельзя ожидать, чтобы скорость или пробег H-атома, возникающего из атома азота, был бы тот же, что и у атома H, получающегося в свободном водороде при столкновении.

Если принять во внимание громадную энергию движения частицы, испускаемой радием C, то тесное столкновение α-частицы с легким атомом представляется наиболее вероятным средством, способным вызвать разрушение последнего; ибо силы, возникающие в ядре при таких тесных столкновениях, являются наибольшими из всех, которые могут быть получены теми или другими способами, имеющимися в настоящее время. Если принять во

внимание огромные силы, развивающиеся здесь, то не столько удивительно, что распадается атом азота, сколько то, что сама α-частица избегает разрушения на свои компоненты. [33]. Результаты в целом указывают на то, что, если α-частицы или подобные им быстро движущиеся частицы с значительно большей энергией, могли бы применяться для опытов, то можно, было бы ожидать разрушения ядерных структур у многих легких атомов.

Нуклеарное строение атома.

Э. Рёзерфорд [34].

Представление о нуклеарном строении атома первоначально возникло из попыток объяснить рассеяние α-частиц на большие углы при прохождении через тонкие слои материи[1]). Так как α-частицы обладают большою массою и большою скоростью, то эти значительные отклонения были в высшей степени замечательны; они указывали на существование весьма интенсивных электрических или магнитных полей внутри атомов. Чтобы объяснить эти результаты необходимо было предположить[2]), что атом состоит из заряженного массивного ядра, весьма малых размеров по сравнению с обычно принятой величиной диаметра атома. Это положительно заряженное ядро содержит бóльшую часть массы атома и окружено на некотором расстоянии известным образом распределенными отрицательными электронами, число которых равняется общему положительному заряду ядра. При таких условиях вблизи ядра должно существовать весьма интенсивное электрическое поле и α-частицы, при встрече с отдельным атомом проходя вблизи ядра, отклоняются на значительные углы. Допуская, что электрические силы изменяются обратно пропорционально квадрату расстояния в области прилегающей к ядру, автор получил соотношение, связывающее число α-частиц, рассеянных на некоторый угол с зарядом ядра и энергией α-частицы. Под влиянием центрального силового поля, α-частица описывает гиперболическую орбиту вокруг ядра, и величина отклонения зависит от степени приближения ее к последнему. Из данных относительно рассеяния α-частиц, полученных таким образом, было выведено заключение, что общий заряд ядра равен приблизительно $\frac{1}{2} A e$, где A—атомный вес, а e—элементарное количество электричества. Geiger и Marsden[3]) сделали серию тщатель-

[1]) Geiger and Marsden. Roy. Soc. Proc., A. 82, p. 495, 1909.
[2]) Rutherford. Phil. Mag., 21, p. 669, 1911, 27, p. 488, 1914.
[3]) Geiger and Marsden. Phil. Mag., 25, p. 604, 1913.

ных опытов, чтобы проверить справедливость этой теории, и подтвердили бо́льшую часть ее выводов. Они нашли, что нуклеарный заряд равен $\frac{1}{2} A e$, но вследствие трудности опыта можно было определить его величину лишь в пределах 20% точности. C. G. Darwin[1]) разработал полностью теорию отклонения α-частицы и ядра, принимая во внимание массу последнего, и показал, что опыты Geiger'a и Marsden'a могут быть согласованы лишь с законом центральной силы обратно пропорциональной квадрату расстояния. Таким образом нуклеарное строение атома нашло сильное подтверждение в опытах с рассеянием α-лучей.

Так как атом электрически нейтрален, то число внешних электронов, окружающих ядро, должно быть равно числу единиц положительного электричества, заключающихся в общем заряде ядра. Следует заметить, что на основании изучения рассеяния X-лучей легкими элементами Barkla[2]) показал в 1911 году, что число электронов должно быть приблизительно равно половине атомного веса. Это было выведено из теории рассеяния сэра J. J. Thomson'a, в которой предполагается, что каждый внешний электрон в атоме действует как независимая рассеивающая единица.

Таким образом два совершенно различных метода дали одинаковые результаты относительно числа внешних электронов в атоме. Однако изучение рассеяния α-лучей показало кроме того, что положительный заряд должен быть сконцентрирован в массивном ядре малых размеров. Van den Broek[3]) высказал мысль, что рассеяние α-частиц атомом не противоречит возможности того, что заряд ядра равен атомному номеру атома, т. е. номеру места, занимаемого данным атомом, когда элементы расположены в порядке возрастания их атомных весов. Важность атомного числа для характеристики свойств атома была показана замечательной работой Moseley[4]) о спектрах X-лучей элементов. Moseley показал, что частота колебаний соответствующих линий в спектрах X-лучей элементов зависит от квадрата числа, которое изменяется на единицу при последовательном переходе от элемента к элементу.

Это соотношение можно объяснить, предполагая, что нуклеарный заряд изменяется на единицу при переходе от атома к атому и что он численно равен атомному номеру.

[1]) Darwin, Phil. Mag., vol. 27, p. 499, 1914.
[2]) Barkla. Phil. Mag., vol. 21, p. 648, 1911.
[3]) Van der Broek, Phys. ZS, vol. 14, p. 32, 1913.
[4]) Moseley, Phil. Mag., vol. 26, p. 1024, 1913, vol. 27, p. 703, 1914.

Кстати я должен подчеркнуть, что большое значение работы Moseley'я заключается не только в определении числа возможных элементов и положения неизвестных элементов, но так же и в доказательстве того, что свойства атомов определяются числом, которое изменяется на единицу при переходе от атома к атому. Это дает новый метод изучения периодической системы элементов, ибо атомное число или равный ему нуклеарный заряд обладает бо́льшей важностью, нежели атомный вес. В работе Moseley частота колебаний атома не точно пропорциональна N, где N—атомное число, но пропорциональна $(N-a)^2$, где a—постоянная, зависящая от того, какая из серий характеристических излучений элементов (K или L серия) измеряется. Предполагают, что эта константа зависит от числа и положения электронов вблизи от ядра.

Заряд ядра.

Вопрос о том, является ли атомный номер элемента действительной мерой его нуклеарного заряда, настолько важен, что для разрешения его должны быть применены все возможные методы. В настоящее время в кавендишевской лаборатории ведется несколько исследований с целью проверки точности этого соотношения. Два наиболее прямых метода основаны на изучении рассеяния быстрых α и β-лучей. Первый метод применяется Chadwick'ом, пользующимся новыми приемами; последний — Crowther'ом. Результаты, полученные до сих пор Chadwick'ом, вполне подтверждают тожество атомного номера с нуклеарным зарядом в пределах возможной точности эксперимента, которая у Chadwick'а составляет около 1%.

Таким образом ясно, что мы имеем прочные основания утверждать, что нуклеарный заряд численно равен атомному номеру элемента. Эти результаты, будучи сопоставлены с результатами работы Moseley, указывают на то, что закон обратной пропорциональности квадрату расстояния выполняется с достаточной точностью в области, окружающей ядро. В высшей степени интересно найти размеры этой области, ибо эти размеры дадут нам определенные сведения о расстоянии внутренних электронов от ядра. С этой точки зрения важные показания должно дать сравнение рассеяния быстрых и медленных β-лучей. Совпадение опыта с теорией для рассеяния α-лучей между 5° и 150° указывает; что закон обратной пропорциональности квадрату расстояния выполняется точно в случае тяжелых элементов, вроде золота, для

расстояний приблизительно между $3{,}6.10^{-12}$ и 3.10^{-12} см. от ядра. Отсюда мы можем заключить, что если в этой области вообще имеются электроны, то в малом количестве.

α-частица при прямом столкновении с атомом золота (нуклеарный заряд 79) отталкивается назад на расстоянии 3.10^{-12} см от ядра. Это указывает, что ядро можно рассматривать как точечный заряд даже для таких малых расстояний. До тех пор, пока в нашем распоряжении не имеется более быстрых α-частиц, мы не можем, в случае тяжелых элементов, продвинуть дальше вопрос о размерах ядра тяжелых атомов. Однако мы увидим впоследствии, что в случае легких атомов, где α-частицы могут подходить ближе к ядру, у нас есть больше надежды на разрешение этого вопроса.

В высшей степени важно подчеркнуть большое значение нуклеарного заряда для характеристики физических и химических свойств элемента, ибо, очевидно, число и распределение внешних электронов, от которых зависит большинство физических и химических свойств, обусловлено общим зарядом ядра. Следует предвидеть теоретически, и это подтверждается опытом, что истинная масса ядра оказывает лишь незначительное влияние на расположение внешних электронов и на их колебания.

Таким образом вполне возможно представить себе существование элементов с совершенно одинаковыми физическими и химическими свойствами, но с разными массами. В самом деле, при одном и том же нуклеарном заряде возможно известное число различных устойчивых комбинаций единиц, из которых построено сложное ядро. Таким образом зависимость свойств атома от его нуклеарного заряда, а не от массы дает рациональное объяснение существования изотопов, у которых физические и химические свойства могут быть совершенно неразличимыми, между тем как массы могут колебаться в известных пределах. Этот важный вопрос мы рассмотрим еще детальнее впоследствии в связи с новыми данными о природе единиц, из которых построено ядро.

Таким образом проблема строения атома естественно распадается на две части:

1) Строение самого ядра.

2) Распределение и способы колебания внешних электронов.

Я не намереваюсь входить сегодня в рассмотрение второго пункта, так как это—весьма обширный предмет, по поводу которого могут существовать различные мнения. Эта сторона проблемы первоначально изучалась Bohr'ом и Nicholson'ом, при чем ими был сделан весьма зна-

чительный шаг вперед. Sommerfeld и другие с большим успехом применяли общий метод Bohr'a к объяснению тонкой структуры спектральных линий и тех сложных колебаний, которые совершают простые атомы при явлении Stark'a. Недавно Langmuir и другие изучали проблему распределения внешних элекронов с химической точки зрения. Они подчеркнули важность допущения более или менее кубического расположения электронов в атоме. Не подлежит сомнению, что каждая из этих теорий имеет свою определенную сферу полезного применения, однако, наши сведения еще слишком скудны, чтобы согласовать между собой очевидные различия в этих теориях.

Я намереваюсь сегодня обсудить в известных деталях опыты, сделанные с целью пролить свет на строение и устойчивость ядер некоторых простых атомов. Из изучения радиоактивности мы знаем, что ядра радиоактивных элементов частью состоят из ядер гелия с зарядом $2e$. Мы имеем также весьма солидные основания думать, что ядра атомов содержат наряду с положительно заряженными частицами, также и электроны, и что положительный заряд ядра является избытком общего положительного заряда над отрицательным. Интересно отметить ту весьма различную роль, которую играют электроны во внешних слоях атома и внутри его. В первом случае электроны располагаются сами на известном расстоянии от ядра, определяемом, без сомнения, главным образом зарядом ядра и взаимодействием их собственных полей. Внутри ядра электроны образуют весьма тесную и прочную комбинацию с положительно заряженными единицами. Поскольку мы знаем, именно вне ядра электроны не находятся в устойчивом равновесии. В то время, как внешние электроны, без сомнения, взаимодействуют с ядром как точечные заряды, это не имеет места для электронов внутри ядра. Следует предвидеть, что под влиянием огромных сил внутри последнего электроны сильно деформируются и что силы здесь могут быть совершенно иного характера по сравнению с теми, которых можно ожидать от недеформированного электрона вне атома.

В нуклеарной теории обыкновенно принималось, что электрические силы и заряды играют наиболее важную роль при определении структуры внутренних и внешних частей атома. Значительным успехом этой теории в объяснении главных явлений является подтверждение общей справедливости этой точки зрения. В то же самое время, если электроны и части составляющие ядро, находятся в движении, то должны возникать магнитные поля, которые следует принимать во внимание во всякой полной теории атома. В этом отношении магнитные поля надо

считать скорее вторичным, нежели первичным фактором, несмотря на то, что эти поля могут играть существенную роль в условиях равновесия атома.

Размеры ядра.

Мы видели, что в случае атомов с большим нуклеарным зарядом даже наиболее быстрые α-частицы не могут проникнуть в действительную структуру ядра, так что мы можем лишь оценить максимальные размеры последнего. Однако в случае легких атомов, когда нуклеарный заряд мал, при центральном столкновении с α-частицей, последняя настолько близко подходит к ядру, что мы можем оценить размеры его и составить некоторое понятие о развивающихся здесь силах. Это лучше всего видно в случае центрального удара между α-частицей и атомом водорода. В этом случае *H*-атом приходит в настолько быстрое движение, что пробегает в четыре раза больший путь, нежели сталкивающаяся с ним α-частица, и может быть открыт по сцинцилляциям, вызываемым им на экране из сернистого цинка [1]). Автор [2]) показал, что эти сцинцилляции вызываются атомами водорода, несущими один положительный заряд и летящими со скоростью, которую можно было ожидать по простой теории удара, т. е. со скоростью в 1,6 раза большей скорости α-частиц. Соотношение между числом и скоростью этих *H*-атомов совершенно отлично от того, которое можно было ожидать, если рассматривать α-частицу и *H*-атом как точечные заряды для данных расстояний. В результате столкновения с быстрыми α-частицами получаются *H*-атомы, которые обладают мало отличающимися друг от друга скоростями и которые несутся приблизительно по направлению налетающих α-частиц. Отсюда было выведено, что закон обратной пропорциональности квадрату расстояния становится несправедливым, когда ядра приближаются друг к другу на расстояние, меньшее 3.10^{-13} см. Это может служить указанием на то, что ядра имеют размеры этого порядка величины, и что силы между ядрами весьма быстро изменяются по величине и по направлению при сближении на расстояния, сравнимые с обычно принятым диаметром электрона. Было указано, что при таких тесных столкновениях между ядрами развиваются огромные силы и что, вероятно, в течение столкновения структура ядер претерпевает значительную деформацию. Тот факт

[1]) Marsden, Phil. Mag., 27, p. 824 (1914).
[2]) Rutherford, Phil. Mag. 37, I и II, p. 538—571 (1919).

что ядро гелия, которое, как можно предположить, состоит из четырех H-атомов и двух электронов, выдерживает это столкновение, является указанием на его в высшей степени устойчивую структуру. Аналогичные результаты[1]) наблюдались при столкновении между α-частицами и атомами азота и кислорода. И здесь атомы, получившие ускорение, представлялись несущимися главным образом в направлении α-частиц, а область, где развивались особые силы, имела тот же порядок величины, как и в случае столкновения α-частицы с водородом.

Не подлежит сомнению, что пространство, занятое ядром, и расстояния, на которых сила становится ненормальной, возрастают вместе со сложностью структуры ядра. Следует ожидать, что ядро H должно быть самым простым из всех, и, если оно является положительным электроном,—оно должно иметь чрезвычайно малые размеры, по сравнению с отрицательными электронами. При столкновении между α-частицами и H-атомами, α-частицы следует рассматривать, как более сложные структуры.

Диаметр ядра легких атомов, за исключением водорода, имеет порядок величины, вероятно, 5.10^{-13} см и при тесном столкновении ядра приходят в контакт, а, может быть, даже проникают друг в друга. При таких условиях можно ожидать, что только очень устойчивые ядра выдержат столкновения, и таким образом является в высшей степени интересным исследовать возможность распада ядра.

Частицы с большим пробегом, возникающие в азоте.

В более ранних статьях, *loc. cit.*, я описал явления, происходящие при тесных столкновениях быстрых α-частиц с легкими атомами вещества, с целью определить, не могут ли подвергаться разложению ядра некоторых легких атомов под влиянием огромных сил, развивающихся при таких тесных столкновениях. В этих статьях было показано что при прохождении α-частиц через сухой азот возникают быстрые частицы, весьма напоминающие по яркости сцинцилляций и дальности проникновения атомы водорода, приведенные в движение под влиянием столкновения с α-частицами. Далее было показано, что эти быстрые атомы, которые появляются только в сухом азоте, но не в кислороде или в угольной кислоте, не могут быть приписаны присутствию водяного пара или другого вещества содержащего водород, но что они должны возникать при столкновении

[1]) Rutherford. Phil. Mag. III, p. 571, 1919.

α-частиц с атомами азота. Число таких сцинцилляций, получаемых в азоте, было мало (приблизительно 1/2 соответствующего числа в водороде), но оно было в два или три раза больше числа естественных сцинцилляций источника. Число сцинцилляций, наблюдавшихся в азоте, в среднем было равно числу сцинцилляций, которые наблюдались, когда водород при давлении приблизительно в 6 см. примешивался к кислороду или угольной кислоте при нормальном давлении.

Между тем, как общие признаки указывали на то, что эти атомы с большим пробегом, возникающие в азоте, являются заряженными атомами водорода, первые попытки определить массу этих частиц путем отклонения в сильном магнитном поле не дали определенных результатов.

На основании данных, сообщаемых в моей предыдущей работе, можно построить несколько теорий относительно этих частиц. Вычисленная величина пробега атома с одним зарядом, приведенного в движение при столкновении с α-частицей с пробегом R см. в воздухе, имеет следующие значения [33]:

Масса.	Пробег.
1	3,91 R
2	4,6 R
3	4,44 R
4	4,0 R

Вследствие малого числа и слабости сцинцилляций в этих опытах, пробег быстрых атомов, получающихся из азота, не может быть измерен с достаточной точностью, чтобы сделать определенный выбор между указанными возможностями. Некоторые из моих корреспондентов указывали на вероятность того, что эти быстрые атомы суть первоначальные α-частицы, которые потеряли один из своих двух зарядов при прохождении через азот, т. е. атомы с зарядом 1 и массой 4. Однако нет достаточно ясных причин, почему из всех исследованных элементов азот должен быть единственным, где прохождение быстрых α-частиц ведет к захвату одного электрона.

Однако, если бы условия опыта были таковы, что можно было бы получить достаточное число сцинцилляций, то по существу, не было бы трудно выбрать одну из этих различных возможностей, изучая отклонения быстрых атомов в магнитном поле. Величина отклонения заряженных атомов магнитным полем, перпендикулярным к направлению их полета, пропорциональна $\frac{e}{mu}$. Предполагая, что эти ча-

стицы освобождаются при центральном ударе α-частицы, легко подсчитать относительные значения этой величины для различных масс. Если принять величину $\frac{E}{MU}$ для α-частицы за единицу, то значения $\frac{e}{mu}$ для атомов с одним зарядом и массами 1, 2, 3, 4 будут соответственно 1,25, 0,75, 0,58, 0,50. Следовательно *H*-атомы должны отклоняться больше, чем α-частицы, под влиянием которых они возникают, между тем как атомы с массой 2 или 4 должны отклоняться труднее, нежели первоначальные α-частицы.

По прибытии в Кэмбридж я приступил к этой проблеме различными путями. Благодаря выбору объектива с большой апертурой, яркость сцинцилляций увеличилась, и тем самым счет сделался легче. Наряду с этим были сделаны опыты с целью получить более мощный источник излучения, пользуясь радием, находившимся в моем распоряжении. Однако, в конце концов, по причинам, которые мы не будем здесь обсуждать, оказалось, что лучше всего получать активный источник излучения в виде радия *C* способом, описанным в моей первой работе. После некоторого числа наблюдений с твердыми соединениями азота,—они будут описаны ниже,—был выработан метод оценки массы частиц, возникающих из азота в газообразном состоянии. Употребление газа для этой цели имело несколько преимуществ перед употреблением твердых соединений азота, ибо не только число сцинцилляций было больше, но и можно было быть уверенным в отсутствии водорода или водородных соединений.

Расположение, принятое окончательно, изображено на рис. 1. Главная особенность заключается в употреблении широкой щели, через которую проходили α-частицы. Опыт показал, что отношение числа сцинцилляций на экране, возникающих в газе, к числу естественных сцинцилляций источника быстро возрастает с увеличением ширины щели. Для пластинок, расположенных на один мм друг от друга, это отношение было меньше единицы, между тем как для пластинок, расположенных на расстоянии 8 мм друг от друга, оно имело величину от двух до трех. Такое изменение следовало предвидеть теоретически, раз большинство частиц освобождается под углом с направлением полета α-частиц.

Горизонтальные пластинки *A* и *B* имели 6,0 см длины, 1,5 см в ширину и были расположены на расстоянии 8 мм друг от друга. Вблизи от одного конца их был помещен источник *C* с активным налетом радия; вблизи от другого—экран из сернистого цинка. Подставка для источника и щели были расположены в прямоугольном латунном ящике,

через который непрерывно протягивался ток сухого воздуха или другого газа, во избежание радиоактивного загрязнения. Ящик был расположен между полюсами большого электро-магнита, так что равномерное поле шло параллельно плоскости пластинок и перпендикулярно к их длине. Наконечник D длиною в 1.2 см был расположен между экраном и концом пластинок с целью увеличить величину отклонения лучей выходящих из щели. Экран из сернистого цинка S был расположен на стеклянной пластинке, закрывавшей ящик с одного конца; расстояние между источником и экраном было 7,4 см. Атомы кислорода или азота, получившие ускорение и обладавшие пробегом в 9 см, могли задерживаться алюминиевым экраном, с задерживающей силой, эквивалентной 2 см воздуха; этот экран был расположен у конца пластинок AB.

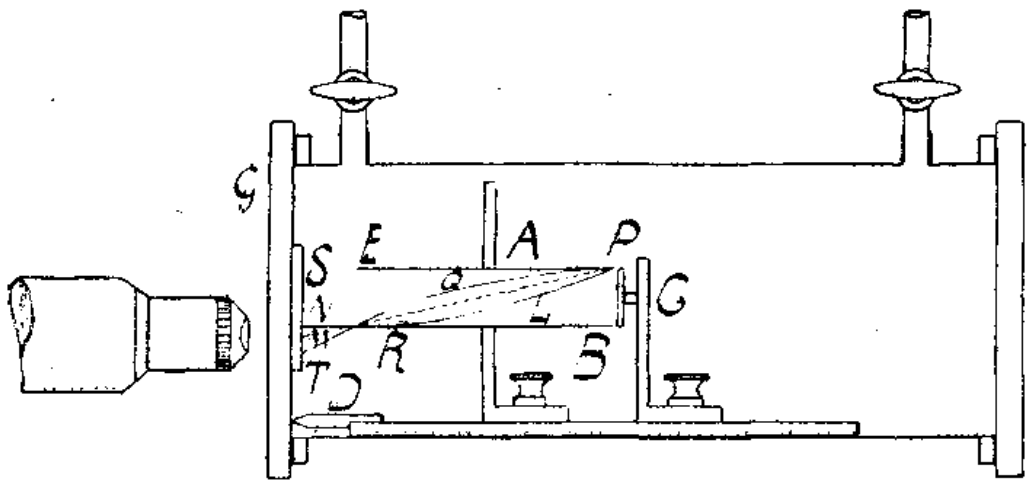


Рис. 1.

При такой ширине щели нельзя было отклонить весь широкий пучок в сторону. Измерялось отклонение излучения, исходящего приблизительно от нижнего края щели. С этой целью важно было наблюдать сцинцилляции в определенной точке экрана вблизи от M. Метод фиксации микроскопа был следующий: источник C устанавливался на своем месте и воздух выкачивался до давления нескольких сантиметров. Без поля край пучка определялся прямой линией PM, пересекающей экран в M. Микроскоп, располагался так, чтобы пограничная линия сцинцилляций представлялась выше горизонтальной нити микроскопа.

При возбуждении магнита, отклонявшего лучи вниз (так называемое — поле), путь крайних α-частиц изображался кривой $PLNR$, пересекающей экран в N, так что пограничная линия сцинцилляций представлялась в поле зрения смещенной вниз. При перемене направления поля

(так называемое—поле) путь предельной α-частицы $PQRT$ пересекал экран в T, и полоса сцинцилляций представлялась смещенной вверх. Сила магнитного поля подбиралась так, чтобы при отрицательном поле сцинцилляции представлялись рассеянными по всему экрану, а при положительном поле их граница была расположена непосредственно под горизонтальной нитью. Вид поля зрения в микроскопе в этих двух случаях изображен на рис. 2, где точками представлена приблизительная плотность распределения сцинцилляций. Горизонтальные границы поля зрения создавались прямоугольным отверстием пластинки, расположенной в плоскости креста нитей. Горизонтальная нить, которая пересекала поле зрения, была видна в условиях счета и позволяла, если это нужно было, определять относительное число сцинцилляций двух половин поля. Так как число сцинцилляций опытах с азотом было слишком мало, чтобы можно было прямо отметить границы сцинцилляций, то для оценки отклонения лучей нужно было определять, отношение числа сцинцилляций при + поле и при—поле.

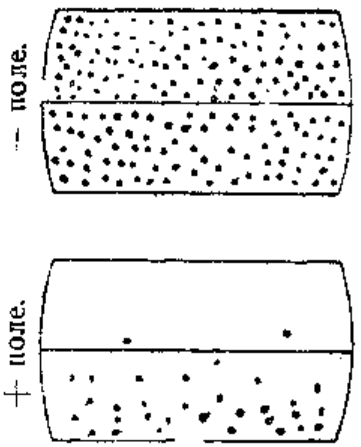


Рис. 2.

Положение микроскопа и сила магнитного поля в большинстве опытов выбирались так, чтобы это отношение равнялось приблизительно $^1/_3$. Предварительные наблюдения показали, что оно чувствительно к изменению поля; таким образом получается подходящий метод для оценки относительного отклонения лучей.

После того, как фиксировалось положение микроскопа, через аппарат начинал непрерывно протягиваться ток сухого воздуха. Поглощающий экран устанавливался в положении E, чтобы задерживать атомы N и O с пробегом 9 см. Затем систематически считалось число сцинцилляций для двух направлений поля, и, если нужно было, вводилась поправка на слабое радиоактивное загрязнение экрана. Отклонение неизвестных лучей непосредственно сравнивалось с отклонением известных α-лучей. С этой целью источник и поглощающий экран удалялись, и на месте источника ставилась такая же пластинка, покрытая небольшим количеством активного налета тория. A-частицы тория C с пробегом 8,6 см., пройдя в воздухе путь 7,4 см., возбуждали яркие сцинцилляции на экране. Отношение числа сцинцилляций при + и — полях определялось как прежде.

Ниже дан пример подобного сравнения. При токе в 4 ампера в обмотке электромагнита упомянутое отношение для частиц из азота было 0,33. Соответствующее отношение для α-частиц тория *C* было: 0,44—при токе в 4 ампера в обмотке электромагнита и 0,31—при токе в 5 ампер. Отсюда видно, что в среднем частицы, выделяющиеся из азота, отклоняются в данном поле больше, нежели α-частицы тория *C*. Однако, для того, чтобы сделать количественное сравнение, необходимо принять во внимание уменьшение скорости лучей при прохождении через воздух. Величина $\frac{mu}{e}$ для α-лучей тория *C* с пробегом 8,6 см. известна: она равна $4{,}28.10^5$. Так как лучи, прежде чем попасть на экран, проходят в равномерном поле 7,4 см. в воздухе, то действительное отклонение соответствует α-лучам в пустоте, для которых $\frac{mu}{e}$ приблизительно равно $3{,}7.10^5$. Если считать, что отклонение α-частиц при токе 4,8 ампера то же самое, как и для азотных частиц при токе 4 ампера (отношение полей 1,17), то получается, что среднее отклонение азотных частиц при данных условиях опыта соответствует лучам в вакууме, для которых величина $\frac{mu}{e}$ равна $3{,}1.10^5$.

Если принять во внимание, что частицы возникают во всем объеме газа между пластинками, что их распределение неизвестно, а также что частицы выбрасываются в среднем под углом к налетающим α-частицам, то опытных данных недостаточно для того, чтобы вычислить среднюю величину $\frac{mu}{e}$ для какой бы то ни было массы выбрасываемых частиц. Повидимому, большинство частиц, которые возбуждают сцинцилляции, возникает в первых нескольких сантиметрах воздуха, прилегающего к источнику. Действительное отклонение данной частицы магнитным полем должно зависеть от расстояния места ее возникновения от источника. Эти факторы, очевидно, стремятся уменьшить среднее отклонение частиц по сравнению с той величиной, которую имело бы это отклонение, если бы частицы выбрасывались с постоянной скоростью из самого источника. Допуская, что поправка на уменьшение скорости частиц с большим пробегом при прохождении через воздух составляет 10%, получим, что среднее значение $\frac{mu}{e}$ приблизительно равно $3{,}4.10^5$. Так как величина $\frac{MU}{E}$ для α-частиц радия *C* равна $3{,}98.10^5$, то, при данных

условиях опыта, среднее значение $\frac{mu}{e}$ для азотных частиц меньше, нежели для α-частиц, которые их производят.

Из данных, приведенных ранее, следует, что это может быть только в том случае, если масса частиц сравнима с массой атома водорода, ибо частицы с одним зарядом и массой 2, 3 или 4 должны испытывать меньшее отклонение, нежели α-частицы. Например, если мы предположим, что изучаемые частицы суть атомы гелия с одним зарядом, то мы должны ожидать, что они будут отклоняться в два раза меньше нежели α-частицы. Таким образом, результаты опытов дают весьма сильное доказательство того, что частицы, освобождаемые из азота, суть атомы водорода.

Однако, гораздо более решительное доказательство этого можно получить, сравнивая отклонение азотных частиц с отклонениями H-атомов, при одинаковых условиях. С этой целью в газометре была собрана смесь приблизительно одного объема водорода с двумя объемами углекислоты, и эта смесь протягивалась вместо воздуха через аппарат. Пропорция смеси обоих газов была выбрана так, чтобы задерживающая способность смеси для α-лучей была такая же, как и у воздуха. При этих условиях H-атомы, подобно азотным частицам, возникали во всем объеме газа, и, вероятно, относительное распределение атомов вдоль пути α-лучей не слишком разнилось от распределения азотных частиц. Если азотные частицы суть H-атомы, то мы должны ожидать, что среднее отклонение их будет приблизительно тем же самым как и у H-атомов, освобожденных из данной смеси. Ряд тщательных опытов показал, что отношение числа сцинцилляций при + и — полях одинаковой величины в обоих этих случаях были настолько близки друг к другу, что нельзя было опытом различить друг от друга оба случая. Так как в том и другом случае опыты производились в насколько возможно тождественных условиях, то равенство отношений показывает, что частицы с большим пробегом, освобождаемые из азота, являются атомами водорода. Возможность, что эти частицы обладают массой 2 3 или 4, определенно исключается.

В предыдущей работе я показал, что частицы с большим пробегом, наблюдавшиеся в сухом воздухе и в чистом азоте, должны возникать из самих атомов азота. Таким образом ясно, что некоторые атомы азота разрушаются при столкновениях с быстрыми α-частицами и что при этом возникают быстрые атомы положительно заряженного водорода. Отсюда надо заключить, что заряженный атом водорода является одним из компонентов ядра азота.

В то время, как уже давно было известно, что гелий является продуктом непрерывной трансформации некоторых радиоактивных элементов, вопрос о возможности разрушения структуры устойчивых атомов искусственным путем находился в неопределенном положении. Здесь впервые было получено доказательство того, что водород является одним из компонентов ядра азота. Следует принять во внимание, что общее количество азота, распадающегося под влиянием α-частиц, чрезвычайно мало. Действительно, в среднем только одна α-частица, приблизительно из 300.000 может подойти достаточно близко к ядру азота, чтобы освободить атом водорода с энергией, которой хватит для того, чтобы его можно было открыть при помощи сцинцилляций. Если бы даже все α-излучение одного грамма радия было поглощено газообразным азотом, объем освободившегося водорода составлял бы всего $\frac{1}{300.000}$ гелия, образованного его α-частицами, т.-е. был бы равен 5.10^{-4} куб. мм. в год. Возможно, что при столкновении с α-частицей водород способен освобождаться без достаточной скорости, чтобы его можно было открыть сцинцилляциями. Если это окажется так, то общее количество разложившегося вещества может быть значительно больше, нежели приведенная выше величина.

Опыты с твердыми соединениями азота.

Сообщим теперь вкратце об опытах с твердыми соединениями азота. Так как освобождение частиц из азота есть явление чисто атомное, то следует ожидать, что подобные частицы должны освобождаться и из соединений азота в количестве пропорциональном его содержанию. Чтобы это проверить и чтобы изучить природу этих частиц, были исследованы некоторые соединения, богатые азотом. Я употреблял следующие вещества, приготовленные со всей возможной тщательностью, чтобы исключить присутствие водорода в какой бы то ни было форме:

1) азотнокислый бор, любезно приготовленный для меня W. J. Schutt'ом в Манчестерском университете;

2) азотнокислый натрий, азотно-кислый титан, парациан, любезно приготовленный для меня сэром William'ом Pope и его ассистентами.

Аппарат, употреблявшийся при этих опытах, был сходен с изображенным на рис. 1, с тою только разницей, что пластинки имели 4 см. в длину. Материал в виде порошка насыпался по возможности равномерно при помощи тонкого сита на алюминиевую пластинку площадью приблизительно в 2 см². Вес алюминиевой пластинки соста-

влял приблизительно 6 мгр. на кв. см.; обычно приходилось от 4 до 5 мгр. вещества на кв. см. Задерживающая способность алюминиевой пластинки для α-частиц соответствовала приблизительно 3—4 см. воздуха, а материал брался в таком количестве, что его задерживающая способность в среднем была та же самая, что и для алюминия. Для того, чтобы вещество пристало к пластинке, сперва наливался слой алкоголя, затем быстро насыпалось вещество, и пластинка просушивалась.

Опыт показал, что при таком употреблении алкоголя, не вводится заметного загрязнения водородом. Экран из сернистого цинка был расположен вне камеры, тесно прилегая к алюминиевой пластинке с задерживающей способностью эквивалентной 5,2 см. воздуха, закрывавшей отверстие в конце латунного ящика. Алюминиевая пластинка с веществом располагалась затем так, что она закрывала конец щели, обращенный к источнику, причем были приняты предосторожности, чтобы не стряхнуть вещество. Воздух выкачивался, и считалось число сцинцилляций при двух положениях пластинки:

1) когда вещество было обращено к источнику и

2) когда пластинка была перевернута и вещество обращено к щели.

В первом случае α-частицы попадали прямо в исследуемое вещество; в последнем случае α-частицы падали на вещество только после того, как их пробег был уменьшен приблизительно на половину и когда их способность освобождать быстрые атомы была сильно уменьшена. Этот метод имеет то большое преимущество, что он избавляет от необходимости вводить поправку на неодинаковое поглощение H-частиц источника в различных опытах.

Таким образом было найдено, что все исследованные соединения азота давали бо́льшее число сцинцилляций в положении первом. Природа частиц, вызывавших эти сцинцилляции, была исследована методом, подобным тому, который употреблялся в случае азота (газообразного), причем было произведено непосредственное сравнение отклонения этих частиц с отклонением H-атомов, освобожденных из параффиновой пленки, расположенной на месте соединений азота. Во всех опытах оказалось, что частицы отклоняются так же, как и H-атомы из параффина, причем нельзя было обнаружить и следов частиц с массой 2 или 4.

Для пленок с одинаковой средней задерживающей способностью для α-лучей можно был легко подсчитать по правилу Bragg'a, что относительная задерживающая способность азота в соединениях будет 0,67 для BN, 0,74 для C_2N_2, 0,40 для азотнокислого титана; задерживающая спо-

собность для азотнокислого натрия при этом принимается за единицу. Так как выбрасывание из азота частиц с большим пробегом есть атомное явление, то следует ожидать, что число сцинцилляций, за вычетом поправки на естественные сцинцилляции источника, должно быть пропорционально приведенным выше относительным значениям задерживающей способности. Наблюдения с азотнокислым натрием и азотнокислым титаном вполне подтвердили это, и число азотных частиц с большим пробегом вполне соответствовало приведенным числам и оказалось приблизительно таким,как можно было ожидать из опытов с газообразным азотом. С другой стороны, азотнокислый бор и парациан дали в $1^1/_2$—2 раза большее число частиц, чем можно было ожидать теоретически. В этих опытах были приняты все предосторожности, чтобы избежать присутствия водорода и водяных паров. Перед употреблением алюминиевые пластинки прогревались в выкачанной кварцевой трубке почти до точки плавления, чтобы изгнать водород и другие газы. Исследуемые пленки держались в эксиккаторе и прогревались в электрической печи перед тем, как быть перенесенными в прибор. Было проделано несколько контрольных опытов с препаратами не содержащими азота, напр., с чистым графитом и кремнеземом, которые были любезно приготовлены для меня сэром William'ом Pope. В обоих случаях число сцинцилляций, наблюдавшееся тогда, когда вещество было обращено к источнику α-лучей, было действительно меньше, нежели в том случае, когда пластинка была перевернута. Это указывает на то, что некоторое количество H-атомов освобождается α-лучами из прогретого алюминия. Таким образом контрольные опыты дали удовлетворительные результаты, так как они показали, что H-атомы не появлялись в веществах, не содержащих азота; в то же время они показали, что H-атомы не возникали в заметном количестве из углерода, кремния или кислорода.

Увеличенный эффект в азотнокислом боре и парациане естественно внушает подозрение, что эти препараты содержат некоторое количество водорода, хотя и были приняты все предосторожности, чтобы избежать его. В случае азотнокислого бора еще неизвестно, не испускает ли сам бор H-атомы. Это обстоятельство пока еще не исследовано. В виду такой неопределенности опыты с твердыми соединениями азота были на время оставлены, и были проделаны уже описанные эксперименты с газообразным азотом.

Интересно отметить, что нужно значительное загрязнение водородом, чтобы получить то число H-атомов, которое наблюдалось в этих соединениях. В случае азотно-

кислого натрия на грамм вещества должно приходиться по крайней мере 50 куб. см. водорода. Я склонен думать, что H-атомы, освобожденные α-лучами из азотнокислого натрия, обусловлены главным образом, если не вполне, азотом, а в случае парациана часть эффекта вызывается, вероятно, присутствием водорода или какого-нибудь его соединения. Я надеюсь впоследствии исследовать этот вопрос более детально.

Атомы с малым пробегом, возникающие в кислороде и азоте.

Кроме H-атомов с большим пробегом, освобождаемых из азота, при прохождении α-частиц через кислород и через азот возникают в гораздо большем числе быстрые атомы, которые имеют пробег в воздухе приблизительно 9 см., в то время как пробег налетающих α-частиц составляет 7 см. Метод определения пробега и числа этих атомов был изложен в одной из предыдущих работ [1]. В ней было показано, что эти атомы возникают при прохождении α-частиц через газ. Как раз за пределами пробега α-частиц радия C сцинцилляции оказались ярче сцинцилляций, вызываемых H-атомами и более похожими на сцинцилляции, вызываемые α-частицами.

За отсутствием определенных сведений о природе этих атомов предварительно было сделано предположение, что это суть атомы кислорода или азота, несущие один заряд и приведенные в быстрое движение под влиянием тесного столкновения с α-частицами, так как наблюденный пробег этих частиц приблизительно согласовался с пробегом, вычисленным при этих предположениях. В то же самое время было указано, что совпадение пробегов атомов O и N является неожиданным, ибо следовало предвидеть, что пробег N-атомов должен быть на 19 % больше, нежели у O-атомов. Что эти быстрые атомы могут оказаться обломками распавшихся атомов, представлялось возможным и тогда, но до самого последнего времемени я не видел никакого метода для постановки этого вопроса [2].

Как только применение широкой щели увенчалось успехом при разрешении вопроса о природе частиц с большим пробегом, возникающих в азоте, были сделаны опыты, с тем же самым аппаратом и тем же самым мето-

---

[1] Rutherford, Phil. Mag. 37, III, p. 571 1919.

[2] Mr. G. S. Fulcher (National Reseach Council USA) в письме ко мне высказал предположение, что, быть может, это суть α-частицы.

дом, с целью исследовать природу частиц с малым пробегом, возникающих в O и N.

Определим сначала относительное отклонение, которое можно ожидать для O-атома, приведенного в движение центральным столкновением с α-частицей. Скорость O-атома после столкновения равняется $^2/_5\ V$, где V есть скорость налетающей α-частицы. Величина $\frac{mu}{e}$ для O-атома, несущего один заряд, как легко видеть, в 3,1 раза больше, чем для α-частицы перед столкновением. Следовательно, O-атом с одним зарядом должен отклоняться меньше, нежели α-частица; то же самое будет и в том случае, когда O-атом несет два заряда.

Для проверки этого также применялся аппарат, который изображен на рис. 1. Источник располагался на расстоянии 7,4 см. от экрана из сернистого цинка, наконечники длиною в 1,2 см. употреблялись, как прежде, для увеличения отклонения лучей. В случае кислорода сцинцилляции, наблюдавшиеся на экране, вызывались O-атомами с малой пропорцией H-атомов из самого источника. В случае воздуха сцинцилляции на экране вызывались частью N-атомами, частью O-атомами и частью H-атомами из источника и азота. Действительное число N-атомов с коротким пробегом представлялось меньшим, нежели число O-атомов при аналогичных условиях.

Положение микроскопа фиксировалось, как прежде, таким образом, чтобы получилось подходящее отношение для числа сцинцилляций при перемене направления магнитного поля. Это отношение изменялось вместе с положением микроскопа и в действительных опытах колебалось между 0,2 и 0,4.

Прежде всего сразу стало очевидно, что атомы, возникающие в O, вместо того, чтобы отклоняться меньше α-частиц, как это должно бы быть, если бы они были O-атомами, отклонялись больше. Это обстоятельство сразу исключало возможность того, что здесь мы имеем дело с атомами кислорода, несущими один или два заряда. Так как гелий выбрасывается при многих радиоактивных превращениях, то можно было ожидать, что он является одним из компонентов легких атомов и освобождается при интенсивных столкновениях. Отклонение атомов, возникающих из O, было, однако, значительно больше того, которое можно было бы истолковать таким образом. Чтобы детальнее исследовать этот вопрос источник α-частиц (активный налет радия) был заменен пластинкой, подвергавшейся действию эманации тория, и исследовалось отклонение α-лучей тория C с пробегом 8,6 см. Если бы α-частицы выбрасывались из O-атомов

вблизи от источника, они должны были бы отклоняться так, как α-частицы с пробегом в 9 см., если же они возникали бы в конце пробега α-лучей, величина отклонения не должна была бы превосходить того, которое испытали бы α-частицы с пробегом в 7 см., т. е. эта величина должна бы быть приблизительно на 9% больше, чем в первом случае. Даже, если предположить, что частицы освобождались равномерно вдоль пути α-лучей и двигались по тому же самому направлению, как и налетающие на них α-частицы, то средняя величина отклонения не должна бы отличаться больше, чем на 5% от средней величины отклонения α-частиц тория *C*. Если же принять во внимание, что некоторые из атомов освобождались под углом к налетающим α-частицам, то средняя величина отклонения пучка должна бы быть еще меньше и, по всей вероятности, меньше, нежели для α-частиц тория *C*. В действительности наблюденное отклонение было приблизительно на 20% больше, свидетельствуя о том, что гипотеза, в силу которой атомы, возникающие из *O*, суть заряженные атомы гелия, является совершенно неверной.

Если бы атомы из *O* были *H*-атомами, они отклонялись бы больше, чем α-частицы, но тогда они должны бы иметь пробег 28 см. вместо наблюдавшегося в действительности 9 см. Таким образом ясно, что эти атомы должны иметь массу промежуточную между 1 и 4; из обсуждения же величины пробега этих частиц и их отклонения ясно, что эти атомы несут две единицы заряда.

Для того, чтобы сделать более решительную проверку, отклонение атомов, возникающих в *O*, в положительном и отрицательном поле определенной величины, непосредственно сравнивалось с отклонением *H*-атомов из смеси водорода с углекислотой, взятых в отношении одного к двум по объему. Для того, чтобы полностью поглотить *O*-атомы из CO_2, перед экраном из сернистого цинка располагался алюминиевый листок так, чтобы общее поглощение между источником и экраном соответствовало слегка большей величине, нежели поглощение 9 см. воздуха. В обоих опытах исследуемые атомы возникали в газе между пластинками и, вероятно, относительное распределение их вдоль пути α-лучей заметно не отличалось в том и другом случае.

Искомые отношения при перемене направления поля в обоих опытах оказались приблизительно одинаковыми, но в среднем из нескольких опытов, выяснилось, что *H*-атомы отклоняются немного больше, чем атомы, возникающие в *O*. Из нескольких опытов было сделано заклю-

чение, что разница отклонения, в среднем, не превосходит 5%, хотя по характеру наблюдений трудно было фиксировать эту разницу сколько-нибудь определенно.

На основании этих данных и величины пробега атомов, возникающих в O и в воздухе, мы можем вывести массу частиц, освобождаемых из кислорода.

Пусть m = массе атома, возникающего в O.
u = его максимальной скорости вблизи от источника.
E = его заряду.

Пусть M, V, E суть соответствующие величины для налетающих α-частиц и m', u', e—те же величины для H-атомов, освобождаемых вблизи от источника.

Принимая во внимание, что скорость частиц, возникающих из O, с пробегом в 9 см. непрерывно уменьшается при прохождении слоя кислорода в 7,4 см. между источником и экраном, легко подсчитать, что среднее отклонение этих частиц пропорционально $1{,}14\,\frac{E}{mu}$ а не $\frac{E}{mu}$ как это имеет место в вакууме.

Подобным же образом отклонение H-атома пропорционально $1{,}05\,\frac{e}{m'u'}$, причем в этом случае поправка на изменение скорости меньше и оценивается приблизительно в 5%. Далее мы видели, что экспериментальные результаты показывают, что атомы, возникающие из O, отклоняются на 5% меньше, чем H-атомы, следовательно

$$1{,}14\frac{E}{mu}=\frac{1{,}05}{1{,}05}\frac{e}{m'u'}=1{,}25\frac{E}{MV}$$

или

$$1{,}14MV=1{,}25mu, \qquad (1)$$

так как было вычислено и подтверждено на опыте, что отклонение H-атомов в магнитном поле в 1,25 раза больше отклонения α-частицы, приведенной в движение (см. ст. II, loc. cit.). Точно так же в предыдущей работе (ст. III) я указал причины, в силу которых надо считать, что пробег x массы m, имеющей начальную скорость u и несущей двойной заряд, выражается формулой

$$\frac{x}{R}=\frac{m}{M}\left(\frac{u}{V}\right)^3,$$

где R есть пробег α-частицы с массой M и скоростью V. Так как $x=9{,}0$ см. для атомов, возникающих в O и при-

водимых в движение при столкновении с α-частицей радия C с пробегом в 7 см., то

$$\frac{x}{R} = 1{,}29.$$

и, полагая $M = 4$, получим

$$mu^3 = 5{,}16\,V^3. \qquad (2)$$

Формула этого типа была выведена для пробега H-атома и все говорит за то, чтобы считать ее вполне точной вообще, для такого короткого интервала пробегов.

Из формул (1) и (2) получаем

$$u = 1{,}19\,V,$$
$$m = 3{,}1.$$

Если принять во внимание трудность получения точных данных, то величина 3,1 указывает на то, что атом обладает массой приблизительно 3, и эту величину следует считать вероятной при дальнейших рассуждениях.

Когда вместо кислорода брался воздух, то нельзя было обнаружить никакой разницы в отклонении атомов с коротким пробегом в том и другом случае. Так как атомы с небольшим пробегом, возникающие в воздухе, обязаны своим происхождением, главным образом, азоту, то мы можем заключить, что эти атомы, освобождаемые при прохождении α-частиц через азот или кислород, состоят из атомов с массою 3, несущих двойной заряд и первоначально выбрасываемых со скоростью $1{,}19V$, где V есть скорость налетающих α-частиц.

Трудно избежать заключения, что эти атомы с массою 3 освобождаются из атомов кислорода или азота в результате интенсивного столкновения с α-частицами. Таким образом можно предположить, что атомы с массою 3 являются компонентами ядер как кислорода, так и азота. Мы уже раньше показали, что водород является также одним из компонентов ядра азота. Таким образом ясно, что ядро азота может быть разложено двумя путями,—либо путем выбрасывания H-атомов, либо путем выбрасывания атомов с массою 3 и с двумя зарядами [36]. Далее, так как эти атомы с массою 3 в 5—10 раз более многочисленны, чем H-атомы, то представляется, что эти две формы распада независимы друг от друга и не одновременны. Так как столкновения очень редки, то в высшей степени невероятно, чтобы отдельные атомы подвергались обоим типам разложения.

В виду того, что частицы, выбрасываемые из O и N, возникают не у самого источника, но вдоль пути α-частиц, трудно определить их массу и скорость с желаемой точностью. Чтобы обойти этот недостаток, были сделаны попытки определить отклонение O-атомов, освобождаемых из слюдяной пластинки, расположенной за источником. Благодаря присутствию водорода в слюде H-атомы, падающие на экран, были так многочисленны по сравнению с O-частицами, и их отклонения при данных условиях опыта были настолько близки, что трудно было различить эти атомы друг от друга.

Вопрос об энергии.

При тесных столкновениях между α-частицей и атомом законы сохранения энергии и момента остаются в силе [1]). Однако, в тех случаях, когда атомы распадаются, мы не можем с необходимостью ожидать, что эти законы должны иметь место, если мы не примем во внимание изменение энергии и момента атома вследствие его распада.

В случае, когда из ядра азота выбрасывается атом водорода, имеющиеся данные недостаточны для того, чтобы судить об этом, ибо мы не знаем определенно ни скорость атомов, ни скорость α-частицы после столкновения.

Если справедливо наше предположение, что из O и N атомов выделяются атомы с массою 3, то легко подсчитать, что в результате такого распада должен получиться небольшой выигрыш в энергии. В самом деле, если масса выбрасываемого атома равна точно трем, скорость его 1,20 V, где V есть скорость налетающей α-частицы, то

$$\frac{\text{энергия освобожденного атома}}{\text{энергия } \alpha\text{-частицы}} = \frac{3.1{,}44}{4} = 1{,}08$$

Таким образом получается выигрыш в энергии движения в 8%, при чем мы совершенно не принимаем во внимание последующее движение распавшегося ядра и α-частицы. Эта излишняя энергия должна заимствоваться из ядра азота или кислорода также, как энергия движения α-частицы при освобождении из радиоактивного атома.

Для расчета рассмотрим центральный удар между α-частицей и атомом с массою 3. Скорость последнего равняется $^8/_7 V$, где V есть скорость α-частицы, а его энергия со-

[1]) Rutherford Phil. Mag., 37, p. 562, 1919.

ставляет 0,96 первоначальной энергии α-частицы. Без сомнения, в случае действительного столкновения с O или N атомом, при котором освобождается атом с массою 3, α-частица так же, как и атом с массою 3, уже на своем пути находится под влиянием поля ядра. При таких условиях следует ожидать, что не только α-частица отдает 0,96 своей энергии освобождающемуся атому, но последний приобретает еще излишек энергии, в зависимости от отталкивающего поля ядра.

При нашем незнании строения ядра и природы сил в непосредственной близости от него нежелательно заниматься спекуляциями относительно механизма столкновения. Однако, можно получить дальнейшие сведения в этой области, изучая пути α-частиц через кислород или азот при помощи известного метода C. T. R. Wilson'a. В предыдущей работе [1]) я анализировал фотографию Wilson'a, где имеется внезапное изменение направления пути в 43° и, кроме того, маленькое ответвление в виде короткой шпоры. Я показал, что относительные длины путей α-частицы и шпоры, грубо говоря, согласуются с представлением, что шпора эта вызвана атомом кислорода, получившим ускорение. Это вполне вероятно, ибо факты показывают, что атомы с массою 3 после освобождения летят приблизительно по направлению α-частицы, а косой удар может и не вызвать распада атома.

Недавно Dr. Schimizu в Кавендишевской лаборатории разработал такое видоизменение аппарата Wilson'a, в котором расширения могут периодически повторяться несколько раз в секунду, так что можно наблюдать пути нескольких частиц в течение достаточного времени. При таких условиях как Schimizu, так и я сам видели, в некоторых случаях разветвленные пути α-частиц, где длины обеих ветвей были между собою соизмеримы. Подобные наблюдения непосредственно глазом недостаточно определенны, чтобы относиться к ним с большим доверием. Поэтому Schimizu выработал расположение с целью получать фотографии, так что пути можно рассматривать детально на досуге. Таким образом можно надеяться получить ценные сведения об условиях, которые определяют распад атома, и об относительной энергии, сообщаемой трем системам, участвующим в этом распаде, т. е. α-частице, освобождающемуся атому и остаточному ядру [37].

Пока у нас нет определенных сведений об энергии α-частицы, необходимой для того, чтобы вызвать распад, но общие данные указывают, что быстрые α-частицы с пробегом приблизительно в 7 см. оказывают большее

[1]) Rutherford Phil. Mag. 37, p. 577, 1919.

действие, чем α-частицы с пробегом приблизительно в 4 см. Это не связано непосредственно с действительной энергией, необходимой для того, чтобы вызвать распад самого атома, но скорее связано с невозможностью для более медленных α-частиц, под влиянием отталкивающего поля, приблизиться достаточно близко к ядру, чтобы вызвать его распад. Возможно, что действительная энергия, необходимая для распада атома, мала по сравнению с энергией α-частицы.

Если это так, то и другие агенты с меньшей энергией нежели α-частица могут вызвать распад. Например, быстрый электрон может приблизиться к ядру с достаточной энергией, чтобы вызвать его распад, ибо он движется в притягивающем, а не отталкивающем поле, как α-частица. Равным образом проникающие γ-лучи могут обладать достаточной энергией, чтобы вызвать распад. Таким образом весьма важно проверить, нельзя ли разложить кислород, азот или другие элементы влиянием быстрых катодных лучей, получающихся в разрядной трубке. В случае кислорода и азота это можно проверить просто, наблюдая, не появляется ли спектр, близко напоминающий спектр гелия после интенсивной бомбардировки соответствующего вещества электронами. Подобные опыты начаты доктором Ishida в Кавендишевской лаборатории, при чем приняты предосторожности в виде прогревания до высокой температуры трубки, сделанной из особого стекла и электродов, чтобы с уверенностью удалить окклюдированный гелий, который мог быть первоначально в веществе. Гелий раньше наблюдался в разрядных трубках несколькими исследователями и приписывался окклюдированным газам, освобождаемым при бомбардировке катодными лучами. Исследование действительного происхождения гелия в этих случаях в высшей степени трудно. Однако, новейшие усовершенствования в технике разрядных трубок облегчают возможность дать определенный ответ на этот важный вопрос.

Свойства нового атома.

Мы показали, что атомы с массою приблизительно 3 и с двумя положительными зарядами освобождаются α-частицами как из азота, так и из кислорода. Естественно предположить, что эти атомы являются независимыми единицами в структуре обоих газов. Вероятно, этот заряженный атом в течение своего полета является только ядром нового атома без внешних электронов; поэтому мы можем предвидеть, что если придать этому новому

атому два отрицательных электрона, то он должен, по своим физическим и химическим свойствам, быть вполне тождественным с гелием, но с массою 3 вместо 4. Мы должны ожидать, что спектры гелия и этого изотопа должны быть весьма близкими друг к другу, но вследствие заметной относительной разницы в массах смещение линий должно быть больше, нежели в случае изотопов тяжелых элементов вроде свинца.

Следует вспомнить, что Bourget, Fabry и Buisson[1]), на основании изучения ширины линий в спектре туманностей, заключили, что этот спектр вызывается элементом с атомной массой приблизительно 2,7 или в круглых числах 3. Однако, с современной точки зрения трудно предположить, что спектр так называемого небулия может быть вызван элементом с нуклеарным зарядом 2, если не считать, что спектры при условиях, существующих в туманностях, совершенно отличаются от спектров, наблюдаемых в лабораториях. Возможное происхождение спектра небулия обсуждалось Nicholson'ом[2]) на совершенно других линиях, и в настоящий момент не легко видеть как могут быть связаны новые атомы, возникающие в кислороде или азоте, с веществом туманностей.

Так как, вероятно, большая часть обычного гелия так или иначе образовалась при превращениях радиоактивных веществ, а эти последние, поскольку мы знаем, всегда дают гелий с массою 4, то нет оснований ожидать, чтобы можно было найти изотоп гелия с массою 3 в обычном гелии. Однако, в высшей степени интересно исследовать, не может ли присутствовать этот изотоп в тех случаях, когда кажущееся присутствие гелия трудно связать с радиоактивными веществами; такой случай мы имеем, например, в берилле, на что было обращено внимание Strutt'ом[3]). Это предположение основано на допущении, что атом с массою 3 устойчив. Тот факт, что он выдерживает интенсивные возмущения в своей структуре при тесном столкновении с α-частицей, указывает на то, что он является образованием, трудно поддающимся разрушению внешними силами.

Строение ядра и изотопы.

При обсуждении возможного строения элементов естественно предположить, что они построены, в конечном счете, из ядер водорода и электронов. С этой точки

[1]) Bourget, Fabry et Buisson. C. R. 6 апреля и 18 мая 1914.
[2]) Nicholson. Roy. Astr. Soc., v. 72, № 1, p. 49, 1911; v. 74, № 7, p. 623, 1914.
[3]) Strutt. Proc. Roy. Soc. A., v. 80, p. 572, 1908.

зрения ядро гелия состоит из четырех ядер водорода и двух отрицательных электронов, так что результирующий заряд равен двум. Обыкновенно предполагают, что тот факт, что масса атома гелия—3,997, если считать кислород за 16,—меньше, чем масса четырех атомов водорода (4,032), обусловлен тесным взаимодействием полей в ядре, которое проявляется в том, что это ядро обладает меньшей электромагнитной массой, чем сумма масс его индивидуальных компонентов. Sommerfeld[1]) заключил из этого факта, что ядро гелия должно обладать весьма устойчивой структурой по отношению к силам, стремящимся его разрушить. Это заключение находится в согласии с опытом, ибо ни разу не было обнаружено разрушение гелия быстрыми α-частицами, которые были способны разрушить ядра азота и кислорода. В своих последних опытах с изотопами обыкновенных элементов Aston[2]) показал, что в пределах точности опыта массы исследованных изотопов выражаются целыми числами, если массу кислорода принять за 16. Единственное исключение составляет водород, масса которого равна 1,008, в согласии с наблюдениями химиков. Это не исключает возможности того, что водород является первичным веществом, из которого построены ядра, но указывает на то, что либо группировка водородных ядер и электронов такова, что средняя электромагнитная масса близка к единице, либо—и это является более вероятным,—что вторичные единицы, из которых главным образом построен атом, т. е. гелий или его изотоп, имеют массу близкую к целому числу, если массу кислорода принять за 16.

Пока что экспериментальные наблюдения не позволяют решить, обладает ли новый атом массой равной в точности 3, но, по аналогии с гелием, мы можем ожидать, что ядро нового атома состоит из трех H-ядер и одного электрона и что оно имеет массу более близкую к трем, нежели сумма индивидуальных масс H в свободном состоянии.

Если это предположение правильно, то кажется весьма правдоподобным, что один электрон может связывать два H-ядра, а возможно даже и одно H-ядро. Если справедливо первое предположение то оно указывает на возможность существования атома с массою около 2 и с одним зарядом. Такое вещество нужно рассматривать как изотоп водорода. Второе предположение заключает в себе мысль о возможности существования атома с

---

[1]) A. Sommerfeld. Atombau und Spektrallinien, p. 538, Vieweg und Sohn, 1919.

[2]) Aston. Phil. Mag **38**, p. 707, 1919; **39**, p. 449 и 611, 1920.

массою 1 и нуклеарным зарядом, равным нулю. Подобное образование представляется вполне возможным. С современной точки зрения нейтральный атом водорода следует рассматривать как ядро с единичным нуклеарным зарядом, с которым связан электрон, находящийся от него на известном расстоянии, и спектр водорода приписывается движению этого последнего электрона. Однако, при таких условиях является вероятным, что один электрон может комбинироваться более тесно с H-ядром, образуя нечто вроде нейтрального дублета. Подобный атом обладал бы совершенно фантастическими свойствами. Его внешнее поле практически должно равняться нулю, за исключением областей, весьма близко прилежащих к ядру; вследствие этого он должен бы обладать способностью свободно проходить через материю. Существование подобного атома, вероятно, трудно было бы обнаружить спектроскопом, и его нельзя было бы удержать в закрытом сосуде. С другой стороны, он должен бы легко входить в структуру атома и либо соединяться с его ядром, либо разрушаться интенсивным полем этого последнего давая начало заряженному H-атому или электрону или тому и другому.

Если существование подобных атомов является возможным, то они должны возникать, хотя, вероятно, в небольшом количестве, при электрическом разряде через водород, где присутствуют в значительном числе как электроны, так и H-ядра. Автор намеревается сделать опыты с целью проверить, не имеется ли каких-либо указаний на образование подобных атомов при упомянутых условиях [38].

Существование таких ядер может и не ограничиваться массою 1, но возможно, что они существуют с массою 2, 3, 4 или больше, в зависимости от возможных комбинаций между дублетами. Существование подобных атомов представляется в высшей степени необходимым для объяснения строения ядра тяжелых элементов. В самом деле, если только не предположить возможности получения заряженных частиц с весьма большими скоростями, то трудно представить себе, каким образом какая бы то ни было положительно заряженная частица может приблизиться к ядру тяжелого атома против его интенсивного отталкивающего поля. Мы видели, что пока экспериментально обнаружено, что ядра трех легких атомов, вероятно, являются единицами атомной структуры. Эти три атома суть

$$\overset{+}{H}_1, \quad \overset{++}{X}_3, \quad \overset{++}{He}_4,$$

где указатели означают массу элемента.

При обсуждении возможного строения ядер элементов сразу возникают трудности, ибо многочисленные комбинации этих единиц с отрицательными электронами могут дать элемент с требуемыми нуклеарным зарядом и массой. При нашем полном незнании законов, которым подчиняются силы вблизи от ядра, у нас нет никакого критерия устойчивости или относительной вероятности данной теоретической системы. За исключением немногих элементов, которые могут существовать в газообразном состоянии, возможность существования изотопов элементов еще не подтверждена. Когда будут получены дальнейшие сведения относительно продуктов распада других элементов, помимо двух уже исследованных, и более полные данные относительно числа и массы изотопов, тогда можно будет вывести приблизительные правила, которые и смогут послужить путеводителями при изыскании способов образования ядер из более простых единиц. По этим причинам представляется преждевременным, в данный момент, обсуждать сколько-нибудь детально возможную структуру даже легких, и, вероятно, менее сложных атомов. Однако, интересно дать один пример для иллюстрации возможных способов образования изотопов в случае легких элементов. Этот пример основан на представлении, что иногда ядро гелия с массою 4, в сложных структурах, вероятно, может быть заменено соответствующим ядром с массою 3, без серьезных нарушений устойчивости системы. В таком случае нуклеарный заряд останется неизменным, а масса изменится на единицу.

Рассмотрим, например, случай лития с нуклеарным зарядом 3 и массою около 7. Естественно предположить, что его ядро построено из гелия или его изотопа с массою 3 и одного связующего электрона. Три возможные комбинации изображены на рис. 3.

С этой точки зрения теоретически вероятно существование, по крайней мере, трех изотопов лития с массами 6, 7 и 8; но даже, если эти комбинации являются одинаково устойчивыми, вопрос об их относительном содержании в элементе „литий" на земле зависит от целого ряда факторов, о которых мы не знаем ничего. К числу таких факторов принадлежат, например, способы действительного образования таких ядер, относительное количество единиц и вероятность их комбинаций.

Экспериментальные результаты, приведенные в этой статье, подтверждают тот взгляд, что атомы водорода и атомы с массою 3 являются необходимыми единицами в нуклеарной структуре азота и кислорода. В таком случае можно a priori предположить, что кислород является некоторой комбинацией четырех гелиевых ядер с массою 4.

Вероятно масса 3 является необходимой единицей в структуре легких атомов вообще, но правдоподобно также и то, что при возрастании сложности ядра и соответствующем увеличении электрического поля структура с массою 3 испытывает реконструкцию и стремится перейти в предположительно более устойчивое ядро с массою 4. В этом может быть заключается причина, почему гелий с массою 4 всегда выбрасывается из радиоактивных атомов в то время, как его изотоп с массою 3 возникает при искус-

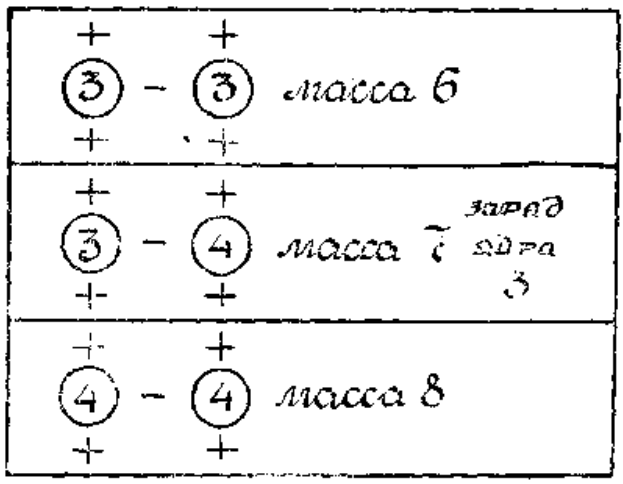


Рис. 3.

ственном разложении легких атомов вроде кислорода и азота. Уже давно известно, что атомные веса многих элементов могут быть выражены формулами $4n$ или $4n+3$, где n—целое число, и это указывает, что атомы с массою 3 и 4 являются необходимыми единицами в структуре ядра [1]).

Структура ядер углерода, кислорода и азота.

В связи с описанными опытами представляет известный интерес изложить некоторые, быть может пока еще незрелые, мысли, относительно возможного строения перечисленных атомов на основании экспериментальных фактов. Следует помнить, что только азот дает H-атомы, в то время как углерод и кислород их не дают.

[1]) На основании этих соображений и целого ряда других Harkins (Phys. Rev. 15 p. 73, 1910) предложил формулу строения для всех элементов. Комбинируемыми единицами ему служили электроны и атомы с массою 1, 3 и 4 и с нуклеарным зарядом, соответственно 1, 1 и 2. Единице с массою 3 он приписывал один, а не два заряда. Таким образом ее надо считать изотопом водорода, а не гелия.

Как азот, так и кислород дают начало атомам с массою 3. Углерод же до сих пор не был исследован с этой точки зрения. На рис. 4 указаны возможные структуры, причем даны массы и заряды комбинирующихся единиц. Отрицательные электроны обозначены символом —.

Предполагается, что ядро углерода состоит из четырех атомов с массою 3 и зарядом 2 и двух связывающих

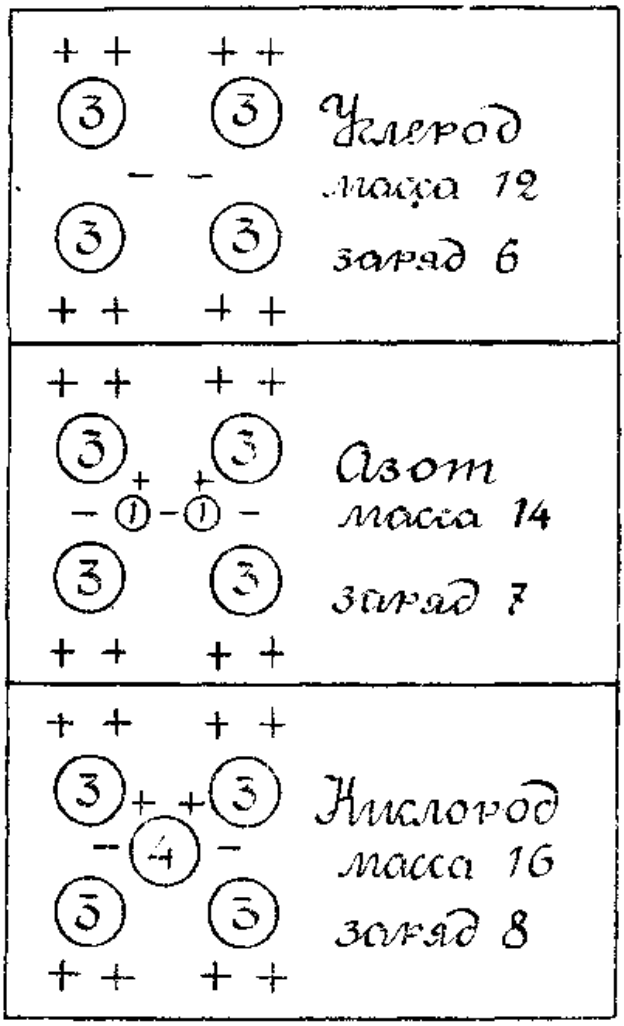


Рис. 4.

электронов. Переход к азоту характеризуется добавлением двух H-атомов с одним связывающим электроном. Переход же к кислороду получается путем замены двух H-атомов ядром гелия.

Из этих схем видно, что шансов прямого столкновения с одним из четырех атомов с массою 3 в азоте гораздо больше, нежели шансов удаления одного H-атома, ибо следует предвидеть, что большая часть ядра должна

загораживать H-атом от прямого столкновения и доступной для столкновения оказывается лишь ограниченная область. Это может иллюстрировать то обстоятельство, что число атомов с массою 3 значительно больше, нежели H-атомов, освобождаемых при соответствующих условиях. Следует помнить, что обрисованные структуры имеют лишь чисто иллюстративное значение, и не следует придавать важности отдельным частностям расположения.

Естественно задаться вопросом о природе остаточного атома после распада кислорода и азота, предполагая, что эти остаточные атомы выдерживают столкновение при переходе в новую стадию временного или постоянного равновесия.

Выбрасывание из азота одного H-атома с массою 1 и с нуклеарным зарядом 1 должно уменьшать массу на единицу и нуклеарный заряд тоже на единицу. Таким образом остаточное ядро должно иметь нуклеарный заряд 6 и массу 13 и, следовательно, должно быть изотопом углерода. Если при этом освобождается и отрицательный электрон, то остаточный атом будет изотопом азота.

Выбрасывание из азота массы 3 с двумя зарядами, происходящее, вероятно, совершенно независимо от освобождения H-атома, уменьшает нуклеарный заряд на 2 и массу на 3. Таким образом остаточный атом должен быть изотопом бора с нуклеарным зарядом 5 и массой 11. Если и здесь выбрасывается еще электрон, то остается изотоп углерода с массою 11. Выбрасывание массы 3 из кислорода дает массу 13 и нуклеарный заряд 6; это должен быть изотоп углерода. Равным образом, если выбрасывается еще электрон, то остается изотоп азота с массой 13. Данные, имеющиеся в настоящий момент, совершенно недостаточны для того, чтобы делать выбор между этими альтернативами [39].

Автор намеревается продолжать опыты с целью исследовать, нет ли указаний на распад других атомов, помимо кислорода и азота. Эта задача является более трудной в том случае, когда элемент нельзя с удобством получить в газообразном состоянии, так как трудно быть уверенным в полном отсутствии водорода или приготовить однородные тонкие пленки таких веществ. По этим причинам, а также вследствие напряжения, связанного с трудной операцией счета сцинцилляций, дальнейший прогресс в этом направлении, вероятно, не будет быстрым.

Заряд атомного ядра и закон действия внутриатомных сил.

Дж. Чадвик [40].

Теория нуклеарного строения атома, выставленная сэром E. Rutherford'ом [1]) в 1911 году подтверждена доказательствами, заимствованными из столь разнообразных источников, что в настоящее время она образует фундамент, на котором покоится развитие атомной физики. Согласно этой теории положительный заряд атома концентрируется в массивном ядре малых размеров, которое окружено электронами распределенными известным образом и расположенными на расстоянии сравнимом с обычно принятыми размерами диаметра атома.

Физические и химические свойства элемента определяются зарядом ядра, ибо от последнего зависит число и распределение внешних электронов, а от числа и распределения внешних электронов главным образом и зависят перечисленные свойства. Масса ядра влияет на распределение электронов лишь в малой степени. Таким образом, нуклеарный заряд есть основная константа атома и вопрос об его истинной величине имеет большое значение для развития атомной теории.

В цитированной работе Rutherford, принимая что электрические силы между ядром и α-частицей проходящей вблизи от него изменяются обратно пропорционально квадрату расстояния, показал, что α-частица должна описывать гиперболическую орбиту и получил соотношение связывающее долю α-частиц рассеянных на некоторый угол с зарядом ядра и со скоростью α-частицы. На основании некоторых наблюдений Geiger'a и Marsden'a [2]) над отражением α-частиц, он вывел, что заряд ядра атома грубо равен $\frac{1}{2}Ae$, где A— атомный вес и e заряд электрона.

---

[1]) Rutherford. Phil. Mag. 21, p. 669, 1911.
[2]) Geiger and Marsden. Phil. Mag. 25, p. 604, 1913.

В своих опытах над рассеянием α-частиц—в опытах, определенно доказавших правильность нуклеарной теории Geiger и Marsden показали, что заряд ядра равен $\frac{1}{2}$ Ae с точностью до 20%. Большая ошибка обусловлена тем, что рассеянные частицы составляют настолько малую часть первоначального пучка, что приходится применять разные методы измерения в том и другом случае.

Позднее Van den Broek[1]) предположил, что нуклеарный заряд равен атомному номеру элемента, т. е. порядковому номеру элемента когда все элементы расположены по возрастающим атомным весам. Оказалось, что такое допущение находится в хорошем согласии с опытами над рассеянием; но важность атомного числа впервые была обнаружена работой Moseley'я о спектрах X-лучей элементов. Moseley[2]) нашел, что положение линий в спектрах X-лучей элементов зависит от квадрата числа, которое увеличивается на единицу при переходе от одного элемента к соседнему с высшим атомным весом. Это число не в точности равно атомному числу, но равно $N-a$, где N—атомное число и a—постоянная для данной серии. Так для K-серии $a=1$, для L-серии $a=7{,}4$. Для того чтобы получить полную правильность в рентгеновских спектрах необходимо было оставить три места свободными для неизвестных элементов соответственно атомным номерам 43, 61 и 75 и кроме того фиксировать места элементов A, Co и Te, у которых порядок изменения химических свойств находится в противоречии с порядком изменения атомных весов. Таким образом, во всех случаях, начиная от алюминия, для которого N было принято равным 13 до Au, $N=79$, каждый из рентгеновских спектров элементов оказался охарактеризованным числом отвечающим данному элементу. По нуклеарной теории строения атома это число должно быть тесно связано с зарядом ядра и Moseley заключил, что оно дает действительную величину этого заряда выраженную в элементарных количествах электричества. Он предположил, что константа a отражает возмущающий эффект вызванный электронами в колеблющейся системе, и что она зависит от числа и расположения электронов.

Эти результаты являются одним из наиболее важных обобщений в современной физике; они представляют собою исходный пункт для изучения внешней структуры атома. Поэтому, необходимо совершенно ясно себе представлять характер доказательств, на которых они покоятся.

[1]) Van den Broek. Phys. Zeitschr. 15, p. 32, 1913.
[2]) Moseley, Phil. Mag. 26, p. 1024, 1913; 27, p. 703, 1914.

Открытие Moseley'ем факта, что рентгеновский спектр атома определяется характеристичным числом есть эмпирическое выражение результатов измерений; оно не зависит ни от каких теорий строения атома или происхождения спектров. Но отожествление этого числа с атомным номером достигается путем произвольного выбора константы a; утверждение же, что атомный номер выражает действительную величину нуклеарного заряда неявно предполагает теорию происхождения рентгеновских спектров. Тот факт, что характеристическое число изменяется на единицу при переходе от элемента к элементу, очевидно является весьма знаменательным с точки зрения нуклеарной теории, но он не служит экспериментальной проверкой заключения Moseley'я. Хорошее согласование между наблюденными частотами K-линий и частотами вычисленными Debye'ем[1]) и Kroo[2]) по теории Bohr'а дает весьма убедительное свидетельство в пользу соответствия между атомным номером и величиной нуклеарного заряда, но при этом делается еще допущение, что в промежутке между K-кольцом и ядром нет электронов (это соответствует выбору Moseley'ем константы a). Хотя и не наблюдалось серии с большей частотой нежели K-серия, но это можно объяснить высокими вольтажами необходимыми для возбуждения такой серии. При некоторых радиоактивных превращениях испускаются γ-лучи с гораздо бо́льшей частотой нежели это соответствует K-серии. Однако их происхождение пока не ясно, хотя Rutherford предположил, что они возникают из самого ядра.

Весьма важно, поэтому, измерить нуклеарный заряд прямым методом и сравнить полученную величину с атомным номером. Предпринятые в этом направлении опыты описаны в предлагаемой статье.

§ 2. Метод измерения нуклеарного заряда.

Единственный прямой метод измерения заряда атомного ядра дает изучение одиночного рассеяния α-частиц. Rutherford показал, что когда пучок α-частиц падает на тонкий слой вещества, число рассеянных α-частиц, падающих в секунду на единицу площади экрана, отстоящего на r см. от точки падения пучка

---

[1]) Debye. Phys. Zeitschr. 17, p. 276, 1917.
[2]) Kroo. Phys. Zeitschr. 19, p. 307, 1918.

на вещество, под углом φ с направлением пучка, выражается формулой

$$\frac{Q\, n\, t\, b^2 \operatorname{cosec}^4 \frac{\varphi}{2}}{16\, r^2},$$

где

Q = числу α-частиц в секунду в первоначальном пучке
n = числу атомов в единице объема пластинки
t = толщине пластинки
$b = \frac{2E}{m V^2} Ne$, где Ne—нуклеарный заряд рассеивающего атома, m, V и E масса, скорость и заряд α-частицы.

При вычислениях, приведших к написанной формуле предполагалось, что при столкновении α-частицы с ядром самый атом в движение не приходит. Darwin[1]) видоизменил вычисления и учел последующее движение атома. Он нашел, что если M — масса ядра и если она больше m, то $\operatorname{cosec}^4 \frac{\varphi}{2}$ в предыдущем выражении заменяется следующим многочленом

$$\operatorname{cosec}^4 \frac{\varphi}{2} - 2\left(\frac{m}{M}\right)^2 + \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \varphi\right)\left(\frac{m}{M}\right)^4 + \ldots$$

Самый легкий атом, исследовавшийся в описанных опытах был атом меди, а угол φ составлял около 29°. Легко видеть, что поправкой в зависимости от движения самого ядра здесь можно пренебречь, т. к. она в действительности составляет 1 на 20000.

Таким образом, определение нуклеарного заряда сводится к измерению числа α-частиц в первоначальном пучке и числа их в пучке рассеянном при известных геометрических условиях. Однако рассеянные частицы составляют весьма малую долю числа частиц в первоначальном пучке. Как было уже указано выше, это обстоятельство создавало главное затруднение в опытах Geiger'a Marsden'a,—затруднение из за которого пришлось воспользоваться разными методами измерений в том и другом случае.

В опытах, описываемых в настоящей статье как рассеянные, так и первоначальные частицы подсчитывались на одном и том же экране из сернистого цинка и при одинаковых условиях. Это позволяла делать отчасти геометрия принятого расположения, отчасти новый метод счета первоначальных частиц.

---

[1]) Darwin. Phil. Mag. 27. p. 499, 1914.

Доля рассеянных частиц увеличивалась вследствие употребления в качестве рассеивающей пластинки кольцеобразного кружка стягивавшего значительно бóльший телесный угол, если смотреть из источника. Против использования больших углов возражений не встречается, лишь бы принятый метод позволял делать точные подсчеты, ибо закон рассеяния в зависимости от угла был подтвержден с большой степенью точности.

Пусть, на рис. 1, R—источник α-частиц, AA' — рассеивающее кольцо и пусть экран S расположен на оси конуса RAA' так, чтобы $RA = AS$.

Телесный угол с вершиною в R стягивающий элементарное кольцо в P будет $2\pi \sin \frac{\varphi}{2} \cdot \frac{d\varphi}{2}$.

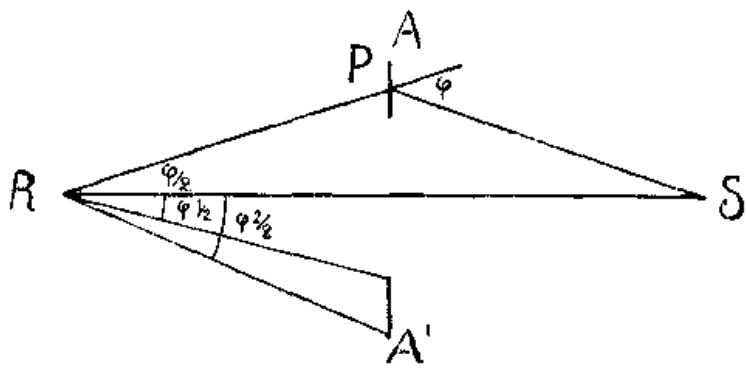


Рис. 1.

Если Q—число α-частиц испускаемых источником в секунду, то число α-частиц падающих в секунду на это кольцо будет

$$\frac{Q}{2} \sin \frac{\varphi}{2} \cdot \frac{d\varphi}{2}$$

Тогда число частиц рассеянных к единице площади S, расположенной перпендикулярно к RS будет

$$\frac{Q}{2} \sin \frac{\varphi}{2} \frac{d\varphi}{2} \cos \frac{\varphi}{2} \; nt \sec \frac{\varphi}{2} \; \frac{b^2 \operatorname{cosec}^4 \frac{\varphi}{2}}{16\, r^2}$$

Для всего рассеивающего кольца с угловыми пределами $\frac{\varphi_1}{2}$ и $\frac{\varphi_2}{2}$ число частиц падающих в секунду на единицу площади в S будет

$$\frac{Q\, n\, t\, b^2}{32\, r^2} \int_{\frac{\varphi_1}{2}}^{\frac{\varphi_2}{2}} \operatorname{cose}^4 \frac{\varphi}{2} \cdot \frac{d\varphi}{2}$$

где r^2 — среднее значение

Так как

$$\int cosec^3 x dx = -\frac{1}{2}\frac{cos\, x}{sin^2 x} + \frac{1}{2} lg\, tg \frac{x}{2},$$

то написанное выше выражение преобразуется

$$\frac{Q\, nt\, b^2}{64\, r^2}\left(lg\, tg \frac{\varphi_2}{4} - lg\, tg \frac{\varphi_1}{4} + cotg \frac{\varphi_1}{2} cosec \frac{\varphi_1}{2} - \right.$$

$$\left. - cotg \frac{\varphi_2}{2} cosec \frac{\varphi_2}{2}\right).$$

Число α-частиц, падающих в секунду непосредственно на единицу площади S выразится

$$\frac{Q}{4\pi l^2}, \text{ где } l = RS.$$

Рассматривая благоприятный случай тяжелого атома, вроде платины, и давая величинам, входящим в написанные формулы, соответствующие значения, мы найдем, что число рассеянных частиц составляет лишь от одной пятисотой до одной тысячной числа частиц в первоначальном пучке. Таким образом, если рассеянных частиц будет падать на экран 30 в минуту — число удобное для счета— то для первоначального пучка соответствующее число должно быть 20000 в минуту.

Счет такого большого числа сделался возможен благодаря приспособлению указанному мне сэром E. Rutherford'ом. Если на пути пучка α-частиц расположить вращающийся диск со щелью, так чтобы частицы могли попадать на ZnS экран только тогда, когда щель пересекает пучок, то число сцинцилляций должно быть уменьшено в отношении ширины щели ко всей окружности диска и не должно зависеть от скорости вращения диска. Так, когда ширина щели равна 2 мм, а диск имеет радиус 10 см, уменьшение происходит в 620 раз; так что если без диска число сцинцилляций должно быть 20000 в минуту, то при диске пущенном в ход оно сводится к 30 в минуту.

Дальнейшим преимуществом этого метода является то обстоятельство, что изменяя скорость вращения диска можно изменять временное распределение сцинцилляций. Например: предположим, что число сцинцилляций будет 120 в минуту. Если диск делает полный оборот один раз в секунду, то, в среднем, при каждом обороте можно наблюдать 2 сцинцилляции. Вследствие флюктуаций радиоактивного распада (probability fluctuation [41]) на самом деле это число при каждом обороте будет ме-

няться—иногда оно будет 0, иногда 4 или 5,—но в распоряжении наблюдателя имеется секунда чтобы собрать и зарегистрировать свои впечатления. При увеличении скорости вращения интервалы между последовательными вспышками укорачиваются, пока не достигается обычное распределение во времени. Оказалось, что при малой практике, вспышки в 6 или 7 сцинцилляций легко могут быть отожествлены, если только между двумя последовательными вспышками проходит время около полусекунды. Это позволяет считать количества сцинцилляций, гораздо большие нежели с обычными методами; действительно, при употреблении диска 100 сцинцилляций в минуту является весьма умеренным числом, а после некоторой практики можно с точностью подсчитывать и 200 в минуту. Между тем, при обычных условиях 30 или 40 сцинцилляций в минуту есть наибольшее число доступное точному подсчету.

Преимущества счета на одном и том же экране как первоначальных, так и рассеянных частиц—очевидны; главный источник ошибок в определении нуклеарного заряда тем самым устраняется. Если только рассеивающая пластинка тонка и однородна, так что поправка на изменение скорости α-частиц при прохождении через эту пластинку мала и точно известна, то точность измерений зависит главным образом от числа α-частиц, подсчитываемых при опытах.

§ 3. Аппарат.

Экспериментальная установка ясна из рис. 2. Диафрагма D, определяющая пучек α-частиц осуществлялась таким образом, что круглый диск 11,22 мм диаметром подвешивался в центре круглого отверстия 19,22 мм диаметром. Рассеивающая кольцеобразная пластинка укреплялась на подставке A, устроенной аналогично D. Круглое отверстие имело диаметр 40 мм, а центральный диск—15 мм,—диаметр достаточный для того, чтобы предохранить ZnS экран от частиц рассеянных краями диафрагмы. Подставка A располагалась на одинаковых расстояниях от источника R и от экрана из сернистого цинка S. Расстояние от источника до диафрагмы было 29,1 мм, а от источника до экрана 99,2 мм. Подставка для источника, диафрагма и подставка для рассеивающего кольца монтировались на латунном основании, которое на пазах входило в латунный ящик B $12 \times 6 \times 6$ см. При этом прибор устанавливался так, чтобы общая ось источника, диафрагмы и рассеивающего кольца проходила через центр отверстия O в конце ящика. Это отверстие

закрывалось слюдяной пластинкой с задерживающей способностью эквивалентной 2 см. воздуха. Весь ящик закрывался стеклянной пластинкой C и мог быть откачан через кран T.

Прямой пучок α-лучей, который проходил через отверстия в центральных дисках D и A мог быть задержан свинцовым экраном L, закрепленным на шлифе G.

Наблюдения на ZnS экране производились через микроскоп с полем зрения в 1,5 мм. диаметром.

Диск, сделанный из стекла, вращался между ящиком и ZnS экраном. Рядом со щелью в нем было устроено отверстие диаметром в 1 см., которое и располагалось между O и экраном, когда считались рассеянные частицы.

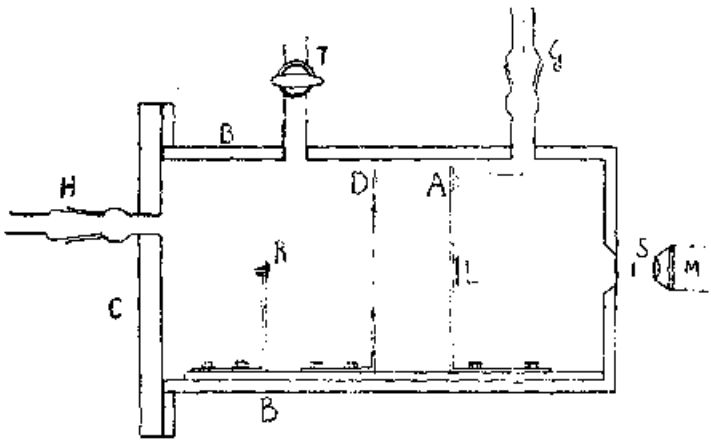


Рис. 2.

Когда же при счете α-частиц в прямом пучке, диск вращался, это отверстие закрывалось толстым слоем слюды. Диаметр диска в действующей части щели был 175,5 мм. Щели употреблялись шириною 2,80 мм, 1 24 мм и 0,622 мм; они давали уменьшение соответственно в 197, 445 и 886 раз.

Источником α-лучей служил латунный диск 2—3 мм. диаметром, спереди покрытый только Ra $(B+C)$. Начальная активность источника по γ-лучам была эквивалентна приблизительно 2 мгр. Ra. Предварительные манипуляции— установка источника, откачка ящика и т. д.— производились при слабом свете; после чего наблюдатель отдыхал в течение 15 минут прежде чем приступить к счету.

Рассеянные и первоначальные частицы подсчитывались попеременно. Число рассеянных частиц в начале было вообще около 30—40 в минуту; при этом в течение одного опыта подсчитывалось около 300 рассеянных частиц.

При вычислении отношения числа рассеянных частиц к числу первоначальных поправка на уменьшение активности источника сравнительно несущественна, т. к. каждый

подсчет рассеянных частиц заключался между двумя подсчетами частиц первоначальных. Нуклеарный заряд рассеивающего атома вычислялся по этому отношению путем подстановки известных констант в выражение данное в предыдущем параграфе.

§ 4. Нуклеарные заряды платины, серебра и меди.

Было проделано три серии опытов с рассеивающими листками из платины, серебра и меди.

Платина.—Рассеивающее кольцо состояло в этом случае из десяти тонких листков, с целью получить более равномерную толщину, вес его на квадратный сантиметр был равен 4,93 мгр. Здесь $nt = 1{,}520.10^{19}$.

Пользуясь соотношением Geiger'a для уменьшения скорости при прохождении через пластинку и значением Rutherford'a и Robinson'a [1]) для начальной величины $\frac{mu^2}{E}$, мы найдем, что среднее значение $\frac{mu^2}{E}$ будет $7{,}20.\ 10^{14}$.

Углы $\frac{\varphi_1}{2}$ и $\frac{\varphi_2}{2}$ были соответственно $10^0 54'$ и $18^0 16'$. Поэтому, находим, что отношение числа рассеянных частиц к числу первоначальных будет $N^2 . 3{,}16.10^{-7}$.

Значения N, вычисленные из опытов были:

80,6 (215); 79,4 (226); 79,6 (629); 76,0 (367); 77,1 (184); 78,5 (277); 77,0 (162); 76,5 (278); 75,3 (815); 76,5 (345); 76,2 (354).

Цифры в скобках означают число рассеянных частиц, сосчитанных во время опыта.

Среднее из этих результатов, принимая во внимание вес каждого из них, будет 77,4; атомный номер платины равен 78. Точность определения зависит главным образом от числа сосчитанных частиц. Если сосчитано Z α-частиц, то ошибка обусловленная флюктуациями радиоактивного распада будет $\sqrt{Z}$; следовательно относительная ошибка будет $\frac{1}{\sqrt{Z}}$. Так как считалось около 3700 рассеянных частиц и, круглым числом, 8000 первоначальных, то вероятная ошибка их отношения равна приблизительно 2,5%. Ввиду же того, что N пропорционально квадратному корню этого отношения, ошибка для нуклеарного заряда будет немного больше 1%.

[1]) Rutherford and Robinson. Phil. Mag. 28, p. 552, 1914.

Серебро. Вес листка на 1 cm² был 4,50 мгр; откуда

$$nt = 2{,}50 \cdot 10^{19},$$

а средняя величина

$$\frac{mu^2}{E} = 7{,}05.10^{14}.$$

Для N были получены следующие значения:

46,0 (453); 41,0 (156); 44,0 (190); 44,0 (307); 45,9 (529); 46,5 (411); 49,1 (224); 46,6 (416); 49,1 (297).

Среднее из этих результатов, принимая во внимание вес каждого из них будет 46,3; число рассеянных частиц 3000, — откуда вероятная ошибка N — 1,5%.

Атомный номер серебра равен 47.

Медь. Вес листка на 1 cm² был 4,78 мгр.

Здесь

$$nt = 4{,}64.10^{19}$$

а средняя величина

$$\frac{mu^2}{E} = 6{,}85.10^{14}.$$

Для N были получены следующие значения:

27,8 (125); 29,0 (340); 29,6 (369); 27,6 (212); 29,6 (178); 29,6 (364); 30,0 (377); 28,2 (243); 30,4 (351); 29,6 (302).

Среднее принимая во внимание вес каждого из результатов, здесь будет 29,3 полное число рассеянных частиц 2900; отсюда вероятная ошибка N — около 1,5%.

Атомный номер меди равен 29.

§ 5. Закон действия силы.

В своей теории одиночного рассеяния α-частиц Rutherford допускал, что закон, которому подчиняется сила взаимодействия между α-частицей и ядром есть закон обратных квадратов. Darwin [1]) показал, что можно непосредственно определить правильность закона взаимодействия, изучая зависимость рассеяния от скорости α-частиц. Именно, если, связь между силой, действующей около ядра и расстоянием выражается формулой $\frac{1}{r^p}$, то число рассеянных α-частиц, при про-

[1]) Darwin, l. c.

чих равных условиях, будет пропорционально $\left(\frac{1}{u^2}\right)^{\frac{2}{p-1}}$. Опыты Geiger'a и Marsden'a показали, что наиболее подходящая целая степень скорости, от которой зависит число рассеянных частиц есть 4. Если сопоставить это с наблюденным распределением рассеянных частиц в зависимости от угла, то не остается сомнения в общей правильности закона обратных квадратов. Однако, ввиду точности полученной при измерениях нуклеарного заряда, при которых допускалась правильность закона обратных квадратов, мы сочли необходимым повторить и эти измерения более аккуратным образом.

Аппарат, который применялся с этой целью был тот же, что и в предыдущих опытах, только слюдяной листок в O был удален и на его место приклеен ZnS экран. Это было необходимо для того, чтобы α-частицы с малым пробегом могли достигать экрана. Через шлиф H перед источником устанавливались слюдяные листочки с целью уменьшить скорость α-частиц, падающих на рассеивающую пластинку. Для измерения задерживающей способности в ящике устанавливалось такое давление воздуха, что первоначальный пучек α-частиц мог как раз достигать экрана. Скорость вычислялась по остаточному пробегу при помощи соотношения Geiger'a $u^3 = aR$. При измерении пробега надо было внести маленькую поправку, т. к. α-частицы, падающие на рассеивающий листок проходили через слюду под небольшими углами.

Рассеивающий листок был платиновый, вес его на см.^{2} был 1,58 мгр. Число n рассеянных частиц считалось для трех скоростей, причем для каждой сосчитывалось около 1600 частиц.

Результаты даны в следующей таблице:

Число слюдяных листков.	Относительная величина u^4.	nu^4
0	1	100
1	0,549	101
2	0,232	103

Величина nu^4 постоянна в пределах ошибки счета, т. е. около 4%.

Если считать, что нуклеарный заряд платины равен $78e$, то α-частицы с большой скоростью приближаются к ядру на расстоянии около 7.10^{-12} см., α-частицы с малой скоростью—на расстояние 14.10^{-12} см.

Отсюда мы заключаем, что на расстоянии 10^{-11} см. от ядра сила изменяется пропорционально $\frac{1}{r^p}$, где p заключается между 1,97 и 2,03.

§ 6. Результаты.

1. Заряды ядра трех атомов — платины, серебра и меди — измерены прямым методом, основанным на изучении рассеяния α-частиц. Найденные величины оказались соответственно 77,4, 46,3 и 29,3 в элементарных электрических зарядах. Атомные номера этих элементов суть 78, 47 и 29.

2. Был проверен закон действия силы около платинового ядра по зависимости рассеяния от скорости α-частицы. Результаты показывают, что закон обратных квадратов точно выполняется еще на расстояниях около 10^{-11} см. от ядра.

§ 7. Обсуждение результатов.

Хорошее совпадение между измеренными величинами нуклеарного заряда и атомными номерами элементов, полученными из исследования спектров X-лучей, представляет собою сильное подтверждение обобщения Moseley'я. Случайные флюктуации радиоактивного распада сильно затрудняют осуществление достаточно точных измерений подтверждающих, что заряд ядра есть целое кратное элементарного электрического заряда. В настоящее время точно подтвердить это можно только в одном случае, а именно—для ядра гелия или α-частицы. Однако, едва ли можно сомневаться в том, что нуклеарный заряд действительно увеличивается на единицу при переходе от данного элемента к соседнему, и что по своей величине он численно равен атомному номеру.

Величины нуклеарного заряда, а также зависимость рассеяния от скорости α-частиц указывают, что закон обратных квадратов для действия силы выполняется с большой степенью точности в исследованной области, т. е. до расстояний 10^{-11} см от ядра таких тяжелых атомов как платины. Опыты Geiger'a и Marsden'a относительно распределения α-частиц рассеянных золотом в зависимости от угла, между 5^0 и 150^0, показывают, что тот же самый закон справедлив для расстояний от ядра между $3{,}1.10^{-12}$ см 36.10^{-12} см. Далее, совпадение между экспериментально измеренными частотами K-серии и теоретическими величинами Debye'я и Croo показывает, что

закон обратных квадратов справедлив для K-кольца электронов. В случае платины радиус K-кольца равен 10^{-10} см.

Таким образом, при изучении со всех точек зрения области расположенной на расстоянии от 3.10^{-12} см. до 10^{-10} см от ядра тяжелого атома, вроде платины, заряд ядра оказывается равным атомному номеру, а действие силы подчиняется закону обратных квадратов. Поэтому, отсюда можно заключить, что между K-кольцом и ядром нет электронов.

Выражаю благодарность сэру E. Rutherford'у за предложение этой работы, а также за интерес и содействие оказанное им во время ее выполнения.

Искусственное расщепление легких элементов.

Э. Рёзерфорд и Дж. Чадвик [42].

В предыдущих работах один из нас показал, что быстрые α-частицы, проходя через сухой воздух или азот, создают ряд других частиц с большим пробегом, при чем последние могут быть открыты по тем сцинцилляциям, которые они вызывают на экране сернистого цинка.

Частицы эти отклоняются в магнитном поле приблизительно в той же степени, что и быстрые водородные атомы, обладающие тем же пробегом. Отсюда можно было заключить, что некоторые атомы азота расщепляются ударом α-частиц, и что при этом освобождаются положительно заряженные атомы водорода (H-атомы) летящие с большой скоростью. Такие частицы с большим пробегом никогда не наблюдались в случае кислорода или углекислого газа. В этих предварительных опытах, число сцинцилляций от H-атомов было так незначительно, и сами сцинцилляции были так слабы, что трудно было определенно решить, обладают ли эти H-атомы из азота тем же максимальным пробегом, что и H-атомы, полученные ударами α-частиц из водорода или каких либо водородных соединений.

Недавно оптика микроскопа была настолько усовершенствована, что счет сцинцилляций очень облегчился и сделался более надежным. Благодаря этому было сразу найдено, что частицы из азота имеют пробег значительно бóльший, нежели H-атомы из водорода. Например, взяв как источник α-частиц, радий C (его α-частицы в воздухе имеют пробег 7 см.), нельзя было из водорода получить ни одного H-атома, прошедшего через экран, задерживающая способность которого была эквивалентна 29 см. воздуха. С другой стороны, максимальный пробег частиц, полученных из азота, соответствовал 40 см воздуха. Это прямо показывает, что выбивание таких частиц из азота не может быть приписано присутствию свободного водорода или какой нибудь его примеси. Это наблюдение дает простой

метод, чтобы узнать, не испускают ли другие элементы, кроме азота, такие частицы. Если считать сцинцилляции при поглощении большем, нежели 29 см воздуха, то результат не будет зависеть от присутствия примеси водорода в рассматриваемом элементе. Таким путем мы получили надежное доказательство, что вместе с азотом так же и бор, фтор, натрий, алюминий и фосфор под ударами α-частиц испускают частицы, пробег которых меняется в пределах от 40 до 90 см воздуха. В настоящей статье будет изложен общий метод, примененный при исследовании различных элементов, а также более детальные данные об изменении числа частиц в зависимости от скорости α-частиц для двух типичных элементов: азота и алюминия.

Счет сцинцилляций.

В микроскоп, употреблявшийся прежде, сцинцилляции атомов были очень слабы, и их нельзя было считать с уверенностью. Яркость же сцинцилляций может быть сильно увеличена при помощи специальных линз. Мы нашли очень удобным для этой цели голоскопический объектив с фокусом в 16 мм и апертурой 0,45. С окуляром малого увеличения это давало поле зрения в 3,25 мм диаметром. Увеличение всей системы была равно 40. В этих наблюдениях важно включить возможно большую площадь экрана, чтобы получить достаточное число сцинцилляций в минуту. Для этого короткофокусный объектив, который легко можно получить с большой апертурой, как раз и решает вопрос. Чтобы избегнуть прямого действия на глаза γ-лучей радиоактивного источника, был построен специальный микроскоп, в котором свет от объектива поворачивался на 90^0 призмой полного внутреннего отражения. Таким образом, пользуясь соответствующими экранами, наблюдатель мог защититься от прямого действия мощного источника γ-лучей.

Ряд предосторожностей, необходимых при счете слабых сцинцилляций, был уже указан в прежней статье; здесь необходимо обратить внимание лишь на некоторые пункты. Чтобы уменьшить свечение экрана под действием γ-лучей, важно пользоваться очень тонким и хорошо расположенным слоем сернистого цинка. B-лучи заворачивались при помощи сильного магнитного поля и мы находили возможным считать сцинцилляции от источника - радия C — по активности эквивалентного 20 мгр Ra на расстоянии всего 2,5 см от экрана.

Новый микроскоп дал возможность получать результаты более согласные между собой, чем прежний, и наблю-

дения в течении шести месяцев хорошо совпадали. Чтобы сосчитать во время наблюдения как можно больше частиц, всегда считали два наблюдателя, чередуясь через одну минуту. Третий наблюдатель был занят записью и необходимыми манипуляциями.

Экспериментальная установка.

Установка изображена на рисунке 1. Источник α-частиц R прикреплялся к стержню, проходящему через отверстие в латунной пробке. Пробка была вмазана в латунную трубку T; диаметр трубки был 3 см. В конце всего сосуда было отверстие в 5 мм, закрытое серебряным листком, эквивалентным 6,3 см. воздуха. Экран сернистого цинка S был помещен так, что оставалась щель в 1,3 мм. которую можно было заполнять поглощающими экранами. Весь прибор по-

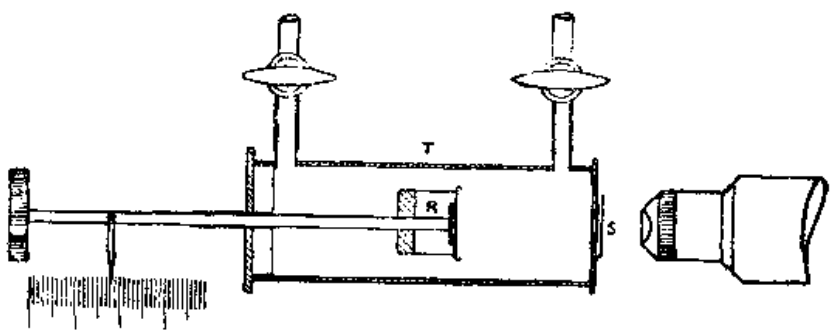


Рис. 1.

мещался между полюсами сильного электромагнита, чтобы уменьшить влияние β-лучей на экран. Источник R в большинстве опытов был латунным диском диаметром в 1 см., покрытым активным налетом радия. Его начальная активность по γ-лучам была эквивалентна 25 мгр. Ra. Расстояние от источника составляло около 3,5 см. и могло изменяться, причем его можно было отсчитывать по указанной на чертеже скале. В большинстве случаев материалы, подвергаемые действию α-частиц, брались в виде порошка; главным образом, это были окиси элементов. Порошок предварительно прогревался в пустоте и затем насыпался на золотой листок смоченный алкоголем. Средняя толщина слоя определялась по взвешиванию. Таким образом приготовленный экран немедленно помещался пред источником. Поток сухого кислорода, который не дает никаких частиц, все время пропускался через прибор, чтобы исключить влияние азота, имеющегося в воздухе и дающего частицы с большим пробегом.

Поглощающими экранами, помещаемыми перед сернистым цинком, служили, вообще, листочки слюды с такой поглощающей способностью, что общий путь от исследуемого вещества до сцинциллирующего экрана был эквивалентен 32 см воздуха. Для контроля было проделано два опыта: 1) перед источником помещалась пластинка параффина в 25 μ толщиной, 2) через аппарат пропускалась смесь $CO_2 + H_2$, при чем источник не был ничем закрыт. В том и другом случае не было найдено никаких H-частиц, с пробегом большим, нежели 29 см воздуха. Поэтому результаты, полученные при исследовании различных веществ, не зависят от присутствия примеси водорода.

Следующая таблица содержит в первом столбце список элементов от лития до серы, которые были исследованы таким путем; второй столбец указывает, какой материал действительно был испытан на опыте; третья колонна дает число сцинцилляции в минуту для 1 мгр активности источника при поглощающих экранах в 32 см воздуха. Эти числа позволяют делать лишь грубое сравнение результатов, которые дают различные элементы т. к. условия опыта (толщина испытуемого слоя) заметно отличались в разных материалах. Четвертый столбец дает приблизительно максимальный пробег H-частиц.

Элемент.	Материал.	Число частиц в минуту.	Максим. пробег в см. воздуха.
Литий	$Li\ O$	—	—
Бериллий . .	$Be\ O$	—	—
Бор	Be	0,15	~ 45
Углерод . . .	CO_2	—	—
Азот	воздух	0,7	40
Кислород . .	O_2	—	—
Фтор	$Ca\ F_2$	0,4	> 40
Натрий . . .	$Na_2\ O$	0,2	~ 42
Магний . . .	$Mg\ O$	—	—
Алюминий .	Al; $Al_2\ O_3$	1,1	90
Кремний . . .	Si	—	—
Фосфор . . .	P (красный)	0,7	~ 65
Сера	S; SO_2	—	—

Кроме этого были исследованы следующие элементы более высокого атомного веса: хлор из $Mg\,Cl_2$, калий из $K\,Cl$; кальций ($Ca\,O$); титан ($Ti_2\,O_3$); марганец ($Mn\,O_2$); железо, медь, серебро и золото—последние в виде тонких листков. При исследовании этих элементов никогда не наблюдались частицы с пробегом большим, чем 32 см воздуха. Вопрос, дают ли эти вещества частицы с пробегом меньшим 32 см не исследовался.

Частицы с большим пробегом из азота.

В этих опытах источник α-частиц всегда помещался на расстоянии 3,5 см от экрана, и поток сухого воздуха непрерывно пропускался через прибор. Считались сцинцилляции после прохождения слюдяных экранов различной задерживающей способности. Кривая A (рис. 2) — типичная кривая поглощения частиц из азота, если брать как источник радий C. Ординаты представляют число сцинцилляций в минуту на

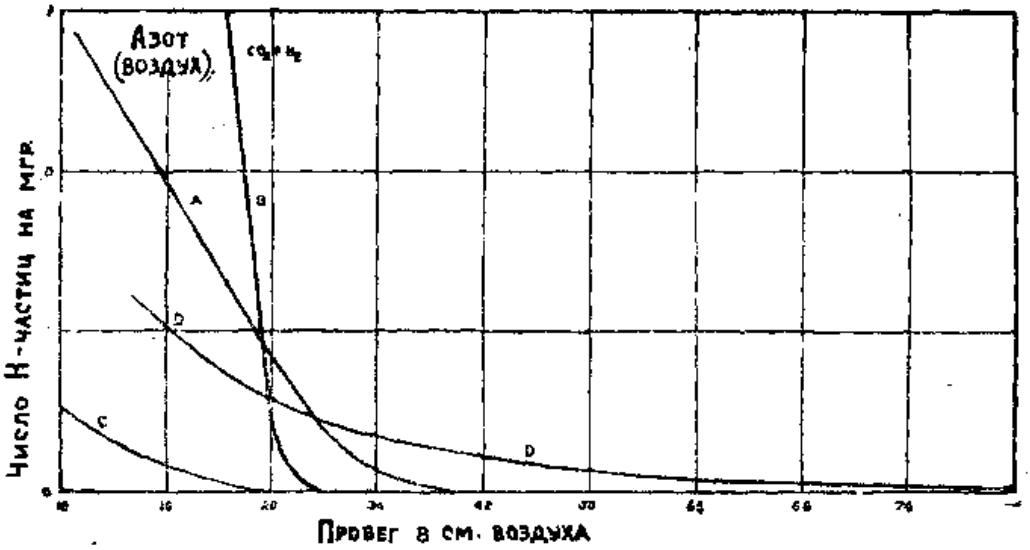


Рис. 2.

миллиграмм активности, абсциссы же — задерживающую способность поглощающих экранов, выраженную в см воздуха. Видно, что сцинцилляции наблюдаются до толщины экранов, эквивалентной 40 см. Кривая B получена при прохождении α-частиц через смесь H_2 и CO_2, подобранную так, что ее задерживающая способность эквивалентна воздуху. В этом случае ни один H-атом не наблюдается после 29 см, но число их сильно возрастает с уменьшением поглощения. Число сцинцилляций из азота при поглощении в 12 см много меньше, чем число H-атомов, освобожденных из смеси. Кривая C представляет явление, получающееся при замене N_2 сухим кислородом. Сцинцилляции, наблюдающиеся в этом случае, обусловлены присутствием примеси водорода в самом источнике. Этот „естественный" эффект мал по сравнению с эффектом наблюдаемым в азоте. Кривая D получается, если поместить алюминиевый экран с задерживающей способностью 3,5 см перед источником и заменить азот сухим

кислородом. Частицы, освобождаемые в этом случае из алюминия, способны проникать гораздо большие толщи материи, чем частицы из N_2. Для очень толстых экранов число частиц становится настолько малым, что фиксировать точно их максимальный пробег трудно.

Влияние скорости α-частиц.

Целый ряд опытов был проделан, с целью определить как зависит число и пробег получаемых частиц, от скорости ударяющихся α-частиц. Для этого были использованы следующие источники:

1) Осадок тория *C*, полученный погружением никелевой пластинки и сильный раствор радиотория. Этот источник дает $\frac{2}{3}$ α-частиц с пробегом 8,6 см. и $\frac{1}{3}$ с пробегом 5 см. Активность этого источника по γ-лучам измерялась в эквивалентных единицах мгр. радия. Недавно в моей лабо-

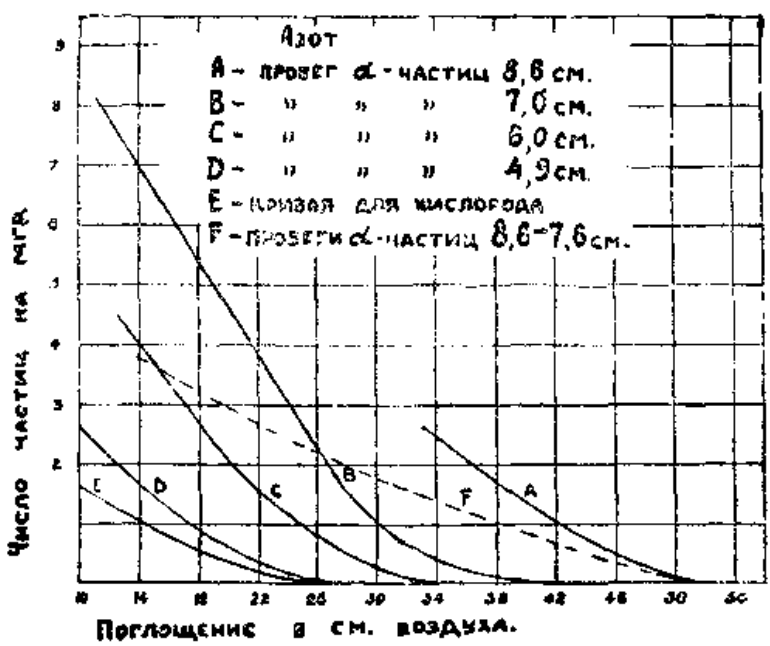


Рис. 3.

ратории проф. Schlundt и Mr Shenstone проделали несколько опытов с целью сравнения числа α-частиц с большим пробегом (8,6 см.), испускаемых торием *C* и *D* с соответствующим числом частиц *RaB* и *C*, равной активности по γ-лучам. В условиях измерений при наших опытах число частиц с большим пробегом, на миллиграмм активности *ThC* составляло 70% соответствующего числа α-ча-

стиц с пробегом 7 см. на миллиграмм активности *RaC*. С целью сделать сравнимыми между собою результаты, полученные с *ThC* и *RaC* необходимо умножать число сцинцилляций полученных с *ThC* на 1,4. Это и делалось при всех прямых сравнениях.

2) Источник - радий $B+C$ с α-частицами в 7 см; получен помещением латунного диска в эманацию радия.

3) Источники α-частиц пробега 6 и 4,9 см воздуха, получаются помещением золотого экрана с задерживающей способностью в 1 и 2,1 см воздуха непосредственно перед источником—радий $B+C$. Опыты показали, что золото и серебро не дают частиц с большим пробегом.

Кривые поглощения даны на рис. 3. Кривая *A* соответствует α-частицам пробега 8,6; приведен только конец этой кривой, начало ее усложнено влиянием частиц с пробегом в 5 см. Кривая *B*, *C* и *D* соответствуют α-лучам с пробегами в 7,0, 6,0 и 4,9 см.

Кривая *E* дает эффект наблюдаемый при замене воздуха сухим кислородом. Найдено, что в первом приближении пробеги освобождаемых частиц пропорциональны пробегам α-частиц. Например, пробеги частиц 50, 40 и 34 см соответствуют ударяющимся α-частицам с пробегами в 8,6; 7 и 6 см. воздуха. Число наблюдаемых частиц сильно возрастает со скоростью α-частиц. Исключая естественные сцинцилляции по кривой *E*, получим для поглощения в 12 см воздуха следующие числа частиц для одного миллиграмма активности: 6,5, 3,4 и 0,8. Соответствующие числа для половины максимального пробега будут 4,3, 2,5 и 0,7. Однако нужно помнить, что α-лучи проходят слой газа в 3,5 см, следовательно, в случае α-частиц с пробегом в 7 см на него действуют различные частицы с пробегом, от 7 до 3,5 см. Без определенных сведений о распределении испускаемых частиц по различным направлениям нельзя решить, какое число частиц освобождается в различных слоях газа. Однако, ясно, что число частиц возрастает с увеличением скорости α-частиц. Это было показано на следующем опыте. Серебряный экран с задерживающей способностью в 3,7 см воздуха помещался на расстоянии 1 см от источника α-частиц с пробегом 8,6 см. Мы знаем из опыта, что α-частицы, пройдя этот экран, не способны вызывать *H*-атомы, следовательно, быстрые атомы могут быть созданы только на первом сантиметре. Кривая поглощения *H*-атомов, освобожденных α-частицами с пробегом от 8,6 до 7,6 см. показана на кривой *F*. Если вместо α-лучей с пробегом 8,6 см. поместить источник дающий α-лучи с пробегом 7 см., то наблюдаемый эффект будет гораздо меньше. Эффект от α-частиц в 5 см еще меньше и с трудом наблюдается.

Опыты с алюминием.

Пластинка алюминия с задерживающей способностью в 3,5 см помещалась непосредственно перед источником, расстояние которого от экрана с сернистым цинком можно было менять. Алюминий предварительно прогревался в пустотной печи, вследствие чего из него изгонялся водород и водяные пары. Через прибор все время пропускался сухой кислород. Помещая экраны из золота и серебра между источником и алюминиевой пластинкой, можно было наблюдать влияние

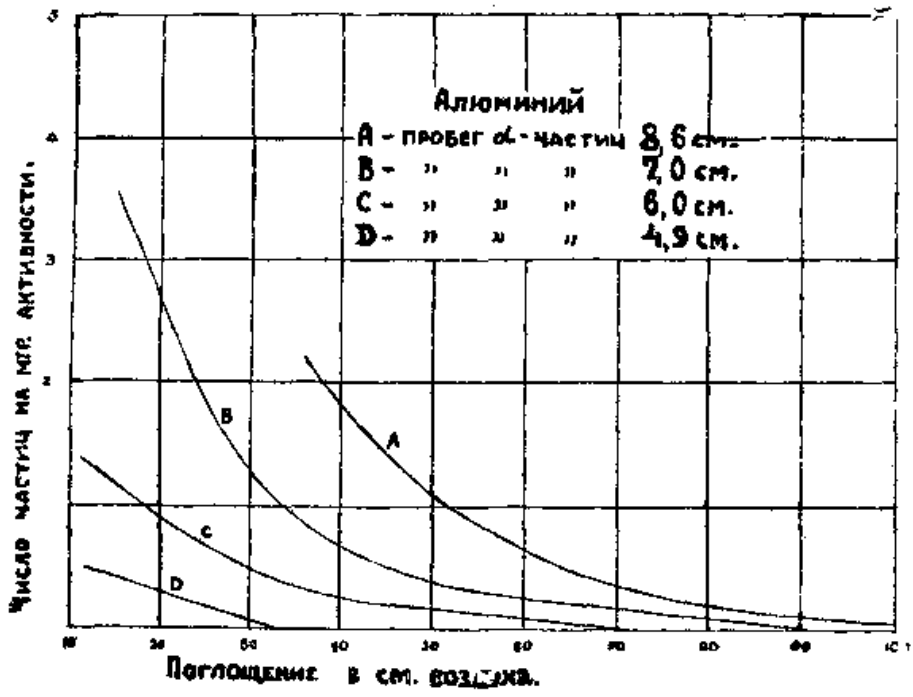


Рис. 4.

скорости α-частиц. Результаты изображены на чертеже 4, где кривые *A*, *B*, *C* и *D* представляют данные, полученные с α-частицами, пробеги которых были 8,6, 7,6 и 4,9 см. Пробеги частиц из алюминия больше чем в два раза превышают таковые же для частиц, освобожденных из азота. Кривые показывают, что изменение числа частиц со скоростью очень быстро. Очень заметна разница между кривыми *B* и *C*, так что сомнительно, дают ли вообще эффект частицы с пробегом 4,9, см., так как числа частиц включают и „естественные" сцинцилляции источника.

Очень трудно точно определить конец пробега, вследствие весьма малого числа сцинцилляций. Для усиления

эффекта применялось очень сильное магнитное поле, чтобы загнуть все β-лучи и источник располагался настолько близко от экрана насколько это было возможно, чтобы не создать свечения экрана под влиянием γ-лучей и оставшихся β-лучей. Результаты показывают, что пробеги *H*-частиц приблизительно пропорциональны пробегам соответствующих α-частиц. Очень важно решить точно, существует ли такая пропорциональность, так как это должно пролить свет на механизм освобождения быстрых частиц. Однако, ясно, что некоторые частицы из алюминия имеют пробег до 90 см, при α-лучах с пробегом в 7 см. Число сцинцилляций очень мало, чтобы проследить поглощение дальше. Опыт продолжался до тех пор, пока была хотя бы одна сцинцилляция в минуту при активности в 20 мгр на расстоянии в 3,5 см.

Направление вылета частиц.

По аналогии с выбрасыванием *H*-атомов из водорода путем удара α-частицами, можно было ожидать, что большая часть частиц из разных элементов будет выбрасываться в направлении движения α-частиц. Однако, в случае алюминия почти такое же число их выбрасывалось вперед, как и назад, и повидимому совсем не зависело от направления налетающих α-частиц. Этот эффект впервые был наблюден, когда активный налет был нанесен на алюминиевый диск вместо латунного, и такой источник был использован в атмосфере сухого кислорода. Алюминиевая пластинка перед источником была удалена. Частицы, попадающие на экран, могли быть освобождены только α-лучами, которые проникли в алюминиевый диск в направлении обратном от цинкового экрана.

Такой опыт, однако, встречает то возражение, что активный налет мог проникнуть вглубь алюминия и выбрасывать легкие частицы по направлению к экрану. Чтобы решить вопрос определенно, была использована, в качестве источника, серебряная пластинка с задерживающей способностью в 3,7 см. Активная сторона этой пластинки была покрыта алюминиевым листком с задерживающей способностью в 3,5 см. и помещена в направлении от цинкового экрана.

Число и поглощение частиц, выбрасываемых в обратном направлении, показано на кривой *B* (Рис. 5). Соответствующая кривая для частиц в направлении движения α-частиц для одинаковой толщины алюминия показана на кривой *A*. Кривая показывает, что число частиц, выбрасываемых в

обратном направлении того же порядка по величине как и для прямого направления. Но максимальный пробег обратных частиц меньше: он всего 67 см. вместо 90 см.

Как было указано ранее, очень трудно фиксировать в этих случаях пробег, вследствие малого числа сцинцилляций. Было сделано несколько опытов, чтобы показать,

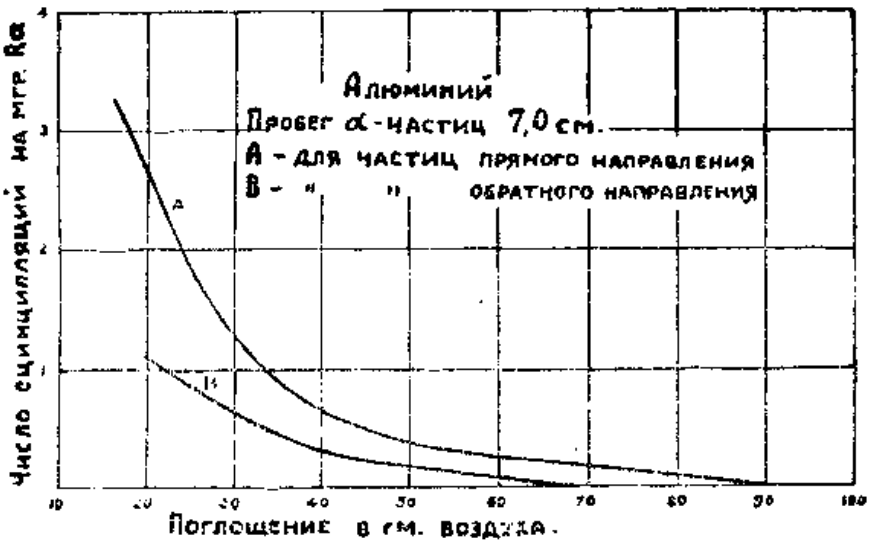


Рис. 5.

что и азот дает такой же эффект. Установка была та же, только α-частицы направленные в обратную от экрана сторону ударялись в воздух вместо алюминия. Число частиц обратного направления, если таковые были, очень мало по сравнению с числом их в прямом направлении. Для поглощения в 18 см. это отношение меньше, чем $\frac{1}{50}$. С частицами из других элементов эти опыты не делались.

Обсуждение результатов.

Опыты показали, что частицы с большим пробегом возникающие из азота являются водородными атомами с одним положительным зарядом [13]. Пока мы не можем определить природы частиц, освобождаемых из других элементов, но весьма вероятно что во всех случаях мы имеем *H*-атомы с различной максимальной скоростью, зависящей от природы элемента и скорости ударяющихся α-частиц. Из условий опыта видно, что такие *H*-атомы могли возникнуть только вследствие расщепления атомных ядер, близко столкнувшихся с α-частицами.

Интересно отметить, что из всех рассмотренных элементов испускают H-атомы только те, атомные веса которых равны $4n+2$ и $4n+3$, где n—целое число. Элементы с массой $4n$, как то: углерод, кислород, сера, не дают эффекта. Эти результаты видны из таблицы элементов, дающих H-атомы.

Элемент	Атомный вес	$4n+a$
Бор	11	$2\times4+3$
Азот	14	$3\times4+2$
Фтор	19	$4\times4+3$
Натрий	23	$5\times4+3$
Алюминий	27	$6\times4+3$
Фосфор	31	$7\times4+3$

Этот результат получает простое объяснение, если предположить, что атомные ядра таких элементов построены из ядер гелия (атомн. вес = 4) и водородных ядер. Важность ядра гелия, как единицы атомной структуры вытекает из изучения радиоактивных превращений.

Чтобы объяснить испускание H-атомов с такой большой скоростью, естественно предположить, что они являются спутниками остального ядра. При тесном столкновении α-частица способна передать достаточную энергию спутнику, чтобы отбросить его с огромной скоростью от центрального ядра. Так как силы, удерживающие H-атом в равновесии в качестве спутника, вероятно, возрастают с величиной заряда ядра элемента, то следует предвидеть что H-спутники в алюминии ближе к центру ядра, нежели в азоте. Однако скорость выбрасывания H-атомов из разных элементов оказывается не так просто связанной с зарядом расщепленного элемента. Например, пробег H-атомов из бора (заряд = 5) больше, чем из азота (заряд = 7), и пробег из алюминия (13) больше, чем из фосфора (14).

А-частица при прямом столкновении с водородным ядром находящимся в покое сообщает ему 0,4 своего количества движения и 0,64 всей своей энергии. Чтобы сообщить бóльшую энергию и бóльшее количество движения, ядро должно двигаться навстречу α-частице. Поэтому момент сообщаемый H-атому, зависит от двух факторов: 1) от скорости H-атома при движении в качестве спутника на его орбите и 2) от его близости к центральному ядру. Чтобы α-частица могла сообщить большее количество движения спутнику он должен быть связан с ядром очень большой силой. Если, однако, H-спутник очень близок к ядру, то α-частица может сообщить значительную часть своей энергии самому

ядру, и скорость выбрасывания H-атома может быть значительно уменьшена. Это, например, может служить объяснением, почему H-атомы из алюминия быстрее, чем из фосфора. В фосфоре H-спутник может двигаться так близко к ядру, что α-частица отдает спутнику меньшую часть своей энергии, нежели в случае алюминия, спутник которого может отстоять дальше. Недостаточность α-частиц, чтобы выбить H-атомы из более тяжелых элементов чем фосфор, может происходить от того что H-атомы движутся очень близко к центральному ядру или входят в его структуру.

Нужно помнить, что вероятность вырывания H-атома из ядра гораздо меньше, чем вероятность сообщения большой скорости свободному водороду. Число быстрых H-атомов из ядер, как мы видели, очень зависит от скорости α-частицы и строения ядра, но все же в среднем оно составляет $\frac{1}{20}$ соответствующего числа быстрых H-атомов из свободного водорода. Это доказывает, что присутствие центрального ядра очень уменьшает вероятность такого прямого столкновения с H-спутником которое сообщило бы ему достаточную скорость для освобождения из системы. Может быть, только при определенной скорости и положении спутника относительно ядра, возможно это освобождение спутника с большой скоростью.

Разбирая возможные механизмы освобождения H-атома из ядра при столкновении с α-частицей, нужно держать в уме два важных экспериментальных факта: 1) максимальная скорость вылетающих H-атомов приблизительно пропорциональна скорости α-частиц; 2) в случае алюминия, а возможно и в других элементах, частицы выбрасываются по всем направлениям, но скорость в обратном направлении меньше, чем в прямом.

Данные для алюминия и азота собраны в следующей таблице. Так как скорость H-атомов пропорциональна скорости V ударяющихся частиц, то скорости, моменты и энергия H-атомов выражены в величинах V.

	Скорость.	Количество движения.	Кинетич. энергия.
α-частица	V	$4V$	$2V^2$
H-атомы из Al			
вперед	$2{,}37V$	$2{,}37V$	$2{,}81V^2$
назад	$2{,}13V$	$2{,}13V$	$2{,}27V^2$
H-атомы из N_2			
вперед	$1{,}80V$	$1{,}80V$	$1{,}62V^2$

Скорости вычислены в предположении, что максимальная скорость свободного H-атома есть $1{,}6V$ и соответствующий пробег равен 28 см. воздуха при α-частицах с пробегом в 7 см. По аналогии с α-частицами принято, что скорость H-атома пропорциональна кубичному корню из пробега. Повидимому, это соотношение выполняется по крайней мере приблизительно. Оказывается, что энергия H-атома, выбрасываемого из Al, в 1,4 раза больше энергии α-частицы, и даже H-атомы обратного направления имеют энергию на 13% больше, нежели ударяющаяся α-частица. Добавочная энергия может получаться только из самого атома, вследствие его расщепления.

Механизм расщепления.

Интересно рассмотреть, не могут ли быть получены какие либо дальнейшие сведения относительно распределения энергии между тремя телами, приходящими в столкновение: α-частицей, водородным спутником и центральным ядром. Нужно обратить внимание также на удивительный факт, что частицы из алюминия вылетают по всем направлениям. Последний факт наводит на мысль,

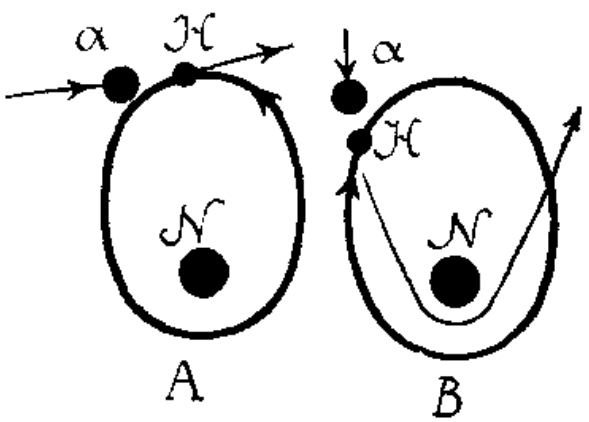


Рис. 6.

что происходит внутриатомный взрыв, и что энергия α-частицы играет роль детонатора, при чем большая часть энергии H-атома берется из ядра. Однако, такое общее заключение не согласуется с тем фактом, что энергия H-атома приблизительно пропорциональна энергии ударяющейся α-частицы. Вследствие трудности точного определения пробегов, слишком настаивать на этом все же не следует.

Выбрасывание H-атома по всевозможным направлениям просто объясняется как это показано на рисунке 6,

H-атом движется по орбите вокруг центрального ядра. Если наблюдается столкновение *A*, то *H*-атом летит в прямом направлении прочь от ядра; при столкновении *B*—*H*-атом описывает орбиту, близкую к центральному ядру, и выскакивает в противоположном направлении. Разница в скоростях *H*-атома в том и другом случае, вероятно, происходит от того, что само ядро начинает двигаться в направлении движения α-частицы, прежде чем был выбит *H*-спутник. Поэтому относительная скорость *H*-атома и ядра будет также независима от того, выскакивает ли *H*-атом вперед или назад, но действительная скорость в обратном направлении будет меньше. Ясно, что в случае алюминия закон сохранения энергии не может соблюдаться, пока мы не примем во внимание энергию расщепления ядра. Однако, если мы предположим, что закон сохранения количества движения справедлив, то при определенных предположениях можно вычислить окончательное распределение энергии между тремя телами.

Предположим в дополнение к закону сохранения моментов, что результирующая энергия всех тел как в случае прямого, так и в случае обратного выбрасывания *H*-атома одна и та же, и что конечная энергия α-частицы в обоих случаях различается незаметно. Обе эти посылки кажутся не лишенными основания. Пусть M, m, μ—массы α-частицы, *H*-атома и оставшегося ядра. V и V' начальная и конечная скорости α-частицы; v_1 и v_2—максимальные скорости *H*-атома при прямом и обратном вырывании; u_1 и u_2—соответствующие скорости ядра. Все скорости измеряются в направлении движения α-частицы.

Тогда

$$M\ (V-V') = mv_1 + \mu u_1 = mv_2 + \mu u_2.$$

В то время как эквивалентность энергии в обоих случаях дает

$$mv_1^2 + \mu u_1^2 = mv_2^2 + \mu u_2^2.$$

из этих трех уравнений мы можем определить три величины: V' u_1 и u_2.

Для алюминия известно

$$m = 1;\ \mu = 26;\ v_1 = 2{,}37\,V;\ v_2 = 2{,}13\,V$$

Откуда

$$V' = 0{,}19\,V$$
$$\mu u_1 = 0{,}87\,V$$
$$\mu u_2 = 5{,}37\,V$$

Отсюда получаем, что α-частица вылетает с 0,19 своей начальной скорости и отдает 96,4% своей энергии

системе. Ядро движется в направлении α-частицы, но его скорость меньше при прямом вылете.

Относительные энергии в значениях начальной энергии α-частицы будут: 1,404, 0,007, 0,036 для *H*-атома, ядра и α-частицы при прямом вылете и 1,13; 0,24; 0,036 при обратном движении *H*-атома. Общий выигрыш энергии после столкновения равен 0,45 энергии α-частицы.

Эти выводы, примененные только к случаю α-частиц с пробегом в 7 см. воздуха по величине—ожидаемого порядка. Возможно, что избыток энергии может быть приписан перераспределению в ядре, которое сопровождает его расщепление. К сожалению, число *H*-атомов из азота, вылетающих в обратном направлении, очень мало, чтобы можно было определить их максимальный пробег. Подобными же вычислениями, как и приведенные выше, можно показать, что система не теряет и не выигрывает энергии, если пробег обратных частиц равен 19,2 см., а для прямых—40 см. Если обратный пробег больше, то при расщеплении азота должна освобождаться энергия.

Общие выводы.

Вероятность освобождения *H*-атома из ядра ударом α-частицы очень мала по величине. В случае алюминия, например, число сцинцилляций, наблюдаемых на экране в 8,3 кв. мм. для поглощения, соответствующего 30 см. воздуха, всего одна в минуту на миллиграмм активности. При этом толщина алюминия в эквивалентных единицах соответствует 3,5 см. воздуха и находится на расстоянии 3,5 см. от экрана. Если принят коэффициент полного действия экрана равным 0,75, то отсюда следует, что только две из миллиона α-частиц способны вырвать *H*-атом.

Зная, что α-частицы из одного грамма радия дают 168 куб. мм. гелия в год, легко видеть, что объем водорода освобожденного из азота будет исключительно малым.

Наблюденное расщепление легких элементов интерпретировалось в предположении, что *H*-атом является спутником центрального ядра. При этом неявно предполагается, что положительно заряженные тела притягиваются друг к другу на таких исключительно близких расстояниях. Эта притягательная сила должна существовать, чтобы удерживать друг с другом положительные части сложного ядра, и кажется возможным, что такая сила может простираться и на некоторое расстояние от ядра.

Если этот взгляд справедлив, то силы действующие на α-частицы, будут сперва отталкивающими, а затем

притягательными при приближении к ядру. Так как закон действия силы вблизи ядра неизвестен, то трудно составить представление о расстоянии спутников от центрального ядра или об их скорости.

Интересно в этой связи отметить, что *H*-атомы не выбиваются из алюминия α-частицами с пробегом меньшим, нежели 5 см. воздуха. Число освобождающихся частиц сильно возрастает с увеличением скорости α-частиц. Это показывает, что энергия „расщепления", если ее рассчитать на электрон и выразить в вольтах, будет для алюминия около 6 миллионов вольт. Интересно отметить, что потенциал, нужный для вырывания электрона из внутреннего *K*-кольца электронов, для алюминия составляет всего 2.200 вольт. Этот вопрос впоследствии, когда будут определены критические скорости „расщепления" других элементов, будет подвергнут более детальному обсуждению.

Если правилен наш взгляд, что *H*-атомы суть спутники центрального ядра, то масса *H*-спутника не должна заметно отличаться от массы свободного ядра атома водорода. Если предположить, что атом азота состоит из углерода, двух *H*-спутников и одного электрона, то можно предположить, что его масса должна быть 14,016, принимая $C = 12{,}00$ и $H = 1{,}008$ при значении $O = 16$.

Точными опытами с положительными лучами по методу Aston'а можно было бы решить вопрос: будет ли атомный вес азота ближе к вычисленному числу или к целому числу 14. Подобные рассуждения можно применить и к другим элементам, из которых вырываются водородные атомы.

Расщепление элементов α-частицами.

Э. Рёзерфорд и Дж. Чадвик [44]

В предшествующей работе [1]) мы показали, что под влиянием бомбардировки α-лучами из элементов — бор, азот, фтор, натрий, алюминий и фосфор освобождаются частицы с большим пробегом, которые можно обнаружить по сцинцилляциям вызываемым ими на экране из сернистого цинка. Пробег этих частиц в воздухе оказался бо́льшим нежели пробег свободных ядер водорода, приведенных в движение α-частицами. Когда источником α-лучей служил радий *C*, то пробег частиц варьировал от 40 см. (азот) до 90 см. (алюминий), между тем как пробег свободных ядер водорода при аналогичных условиях было 29 см.

Опыты одного из нас [2]) показали, что частицы с большим пробегом, освобождаемые из азота отклоняются магнитным полем в той степени, в какой должны были бы отклоняться быстрые ядра водорода выброшенные из ядра азота налетающей α-частицей. Природа частиц выбрасываемых остальными пятью элементами не была исследована. Однако, представлялось весьма вероятными, что частицы с большим пробегом во всех случаях являются *H*-ядрами, которые освобождаются с различными скоростями, зависящими от природы элемента и от скорости падающей α-частицы. В условиях постановки опыта эти *H*-ядра могли возникнуть только вследствие разрушения атомного ядра под действием α-частиц.

В предыдущей работе мы обратили внимание также на тот замечательный факт, что в случае одного из исследованных элементов, а именно алюминия, частицы освобождаются во всех направлениях по отношению к падающим α-частицам.

---

[1]) Rutherford and Chadwick, Phil. Mag. 42, p. 809 1921 [45].
[2]) Rutherford, Bakerian Lecture, Proc. Roy. Soc. A, 97, p. 374, 1920 [46].

В настоящей статье мы опишем опыты поставленные с целью дальнейшего изучения этих явлений, а также с целью исследования возможности искусственного разложения других легких элементов.

Магнитное отклонение частиц.

В течение этой работы, микроскоп употреблявшийся для счета сцинцилляций подвергся дальнейшему улучшению. Для данных опытов было существенно (с целью получения достаточного числа сцинцилляций в минуту) чтобы наблюдаемая площадь сернисто-цинкового экрана была значительно увеличена без уменьшения светосилы микроскопа. По мысли Dr. Hartrigea была сконструирована видоизмененная форма окуляра Kellner'a. Плосковыпуклая линза с фокусным расстоянием около 7 см. располагалась так, чтобы сделать лучи выходящие из объектива почти параллельными, и полученное таким образом изображение рассматривалось при помощи такой же линзы и лупы с фокусным расстоянием 4 см. Эта система в комбинации с прежним голоскопическим объективом Watson'a с фокусным расстоянием в 16 мм. и численной апертурой 0,45, давала поле зрения диаметром несколько больше 6 мм. В окуляре помещалась прямоугольная диафрагма, ограничивавшая поле зрения площадью 6 мм. $\times$ 4,9 мм. Наша прежняя система имела поле зрения площадью в 8,3 мм.^{2}, так что новый микроскоп, при тех, же условиях давал приблизительно тройное число сцинцилляций по сравнению с прежним.

Счет сцинцилляций производился со всеми предосторожностями описанными в предыдущей статье.

Метод измерения магнитного отклонения части был совершенно аналогичен описанному одним из нас [1]) в Baker'овской лекции 1920 года. Расположение опыта показано на рис. 1.

Источник α-лучей был расположен в R и наклонен под углом 20^0 к горизонту. Нижний край его был на уровне плоскости латунной пластинки, которая действовала как щель. Расстояние от центра источника до удаленного края щели составляло 2,95 см. Подставка источника и щель были расположены в прямоугольном латунном ящике между полюсами электромагнита, поле которого шло перпендикулярно длине щели. В течение опыта через ящик циркулировал ток сухого кислорода.

---

[1]) Rutherford, loc. cit.

Наконечник L, выступающий на 1,7 см. за пределы края щели, был прикреплен к подставке с целью увеличить отклонение лучей исходящих от щели. В конце ящика было вырезано отверстие (1 × 2), покрытое пластинкой, слюды с задерживающей способностью 3,62 см. Экран из *ZnS* был укреплен перед ящиком на расстоянии 1мм. от него, причем в этот промежуток можно было вставлять поглощающие экраны.

Источник R представлял собою латунный диск диаметром 1,2 см., покрытый активным налетом радия. Начальная активность источника по α-лучам обычно составляла около 40 мгр. Ra.

Материал, частицы которого подлежали исследованию накладывался прямо на источник в форме листочков или в виде порошка насыпался на поверхность источника.

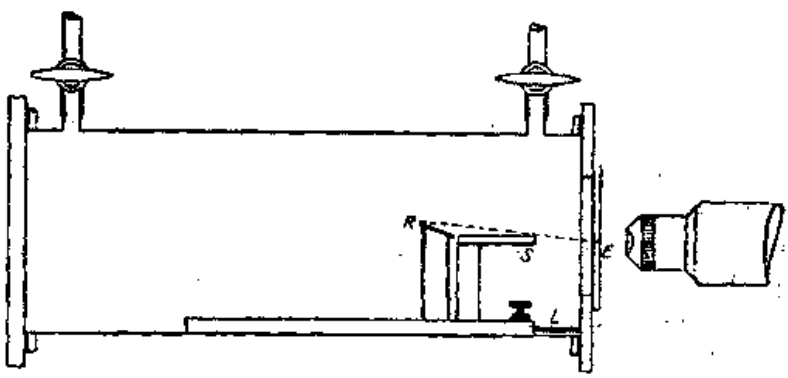


Рис. 1.

Опыт состоял в осуществлении и оценке отклонения частиц падающих на экран, путем наблюдения эффекта магнитного поля на число сцинцилляций вблизи линии E, края неотклоненного пучка частиц. Положение микроскопа фиксировалось следующим образом: — после того как источник помещался на свое место, через ящик пропускался водород. При этом α-лучи могли попадать на экран, и край пучка E был резко обозначен. Микроскоп располагался таким образом, чтобы край полосы сцинцилляций был ниже горизонтальной нити окулярного креста нитей, отмечающего центр поля зрения.

Когда магнитное поле было направлено так, что частицы отклонялись вверх (так называемое положительное направление поля), в поле зрения микроскопа край пучка отклонялся вниз и сцинцилляции были видны только в нижней половине поля зрения. Когда же поле имело противоположное направление (отрицательное поле), край пучка перемещался в поле зрения вверх. Силы магнитных

полей применявшихся в этих опытах были всегда таковы, чтобы при отрицательном магнитном поле сцинцилляции покрывали все поле зрения микроскопа. В опытах с магнитным отклонением частиц с большим пробегом, число частиц было слишком мало, чтобы дать полосу сцинцилляций с резко обозначенным краем. Однако, ясно, что если частицы заряжены положительно, то число сцинцилляций наблюдаемое при отрицательном поле должно быть больше нежели при положительном, и отношение этих чисел может служить мерой величины отклонения частиц. Определяя это отношение для частиц с большим пробегом и сравнивая его с отношением для H-частиц определенной скорости, мы можем получить величину магнитного отклонения частиц с большим пробегом. Общий метод быть может выяснится лучше на примере опытов с частицами из алюминия.

Опыты с частицами, выброшенными из алюминия.

После фиксации микроскопа описанным образом, поверх источника располагался алюминиевый листок с задерживающей способностью 3,37 см. Через ящик пропускался ток сухого кислорода, а перед ZnS экраном ставился листок слюды с задерживающей способностью в 10 см. Полное поглощение между источником и экраном было, таким образом, эквивалентно 30 см. воздуха. Следовательно, наблюденные сцинцилляции вызывались частицами с большим пробегом возникающими из бомбардируемого алюминия; пробеги наблюдавшихся частиц варьировали от 30 см. до 90 см.; средний пробег составлял около 45 см.

Затем подсчитывались числа сцинцилляций при положительном и отрицательном полях, вызываемых током в 6 ампер. Среднее отношение числа сцинцилляций при — поле к числу сцинцилляций при + поле полученное из нескольких опытов было 3,7. Наблюдения были повторены с полем вызываемым током в 4 ампера; соответствующее отношение равнялось 2,1.

Когда активность источника спадала до малой доли своего первоначального значения, алюминиевый листок убирался от источника и на его месте располагалась тонкая парафиновая пластинка. Слюдяной листок перед экраном из ZnS заменялся листком с задерживающей способностью в 3,4 см., после чего полное поглощение становилось равным 16 см. воздуха. Сцинцилляции наблюдаемые на экране теперь уже вызывались H-частицами, вытолкнутыми из парафина с пробегами между 16 и 29 см. причем средний пробег составлял около 22 см. Затем

определялось отношение чисел сцинцилляций при — и + поле для возбуждающего тока в 4 амп. и было найдено равным 3,2.

Таким образом, на основании этих результатов представляется, что частицы с бо́льшим пробегом возникающие из алюминия со средним пробегом 45 см. отклоняются одним и тем же магнитным полем меньше нежели H-частицы со средним пробегом 22 см., и что в магнитном поле возбуждаемом током в 6 амп. (т. е. в поле, интенсивность которого в 1,34 раза больше интенсивности поля возбуждаемого током в 4 амп.) эти частицы отклоняются больше нежели H-частицы в том же самом поле. В первом приближении мы можем сказать, что величина $\frac{mv}{e}$ для частиц возникающих из алюминия с пробегом в 45 см. в 1,23 раза больше нежели для H-частиц с пробегом в 22 см. Этот результат находится в явном согласии со взглядом, что частицы из алюминия суть H-ядра движущиеся с большой скоростью. В самом деле, полагая, что пробег H-частиц пропорционален кубу скорости, найдем, что скорость частицы обладающей пробегом в 45 см. в 1,27 раза больше скорости частицы с пробегом в 22 см.

Поэтому, наши опыты свидетельствуют о том, что частицы, возникающие из алюминия, несут положительный заряд и отклоняются магнитным полем как раз в такой степени как и следовало ожидать, если бы эти частицы были ядрами водорода, движущимися со скоростью соответствующей их пробегу. Хотя и не может быть больших сомнений в том, что частицы из алюминия являются ядрами водорода, чрезвычайно трудно доказать это с совершенной определенностью без действительного определения скорости и величины $\frac{e}{m}$ для этих частиц. Наше знание связи между пробегом и скоростью для многократно-заряженных атомов слишком неопределенно, чтобы можно было производить вычисления. С другой стороны, если мы допустим, что выброшенные частицы—как это представляется a priori вероятным—суть свободные ядра атома, то можно с некоторой уверенностью показать, что только частицы с массой 1 и зарядом 1 могут дать результаты полученные на опыте.

Другое свидетельство в пользу этого утверждения было получено из определения величины $\frac{mv}{e}$ путем сравнения магнитного отклонения частиц из алюминия с отклонением α-частиц тория C с пробегом 8,6 см. В этих опытах источником R служил весьма слабый активный налет

тория, полученный путем экспозиции диска в эманации тория. Через ящик пропускался водород, а перед ZnS экраном вставлялись достаточно поглощающие листки, чтобы нацело поглотить α-частицы тория C с пробегом 5 см. Подсчитывались числа частиц падающих на экран при — и + полях, вызванных возбуждающим током в 6 амп.; причем отношение этих чисел было найдено равным 2,4. Сравнивая это отношение с отношением найденным для частиц с большим пробегом мы видим, что величина $\frac{mv}{e}$ для последних составляет 0,8 той же величины для α-частиц с пробегом 8,6 см., т. е. равна приблизительно $3{,}4.10^5$ э.-м. единиц. Величина, вычисленная в предположении, что частицы из алюминия суть H-ядра и что их скорость пропорциональна кубичному корню из пробега, будет $3{,}7.10^5$ см. единиц. Если принять во внимание трудность опытов, то такое совпадение является удовлетворительным.

Опыты с фосфором и фтором.

Аналогичные измерения были проделаны также с фосфором и фтором. Тонкий слой красного фосфора в виде порошка насыпался на поверхность источника. Полное поглощение на пути частиц было около 35 см.; поэтому, пробег наблюдавшихся частиц варьировал между 35 см. и максимальным пробегом — 65 см.; средний пробег составлял около 45 см. Отношение чисел сцинцилляций для — и + полей, вызванных током в 4 амп. равнялось 2,0.

При исследовании фтора, на поверхность источника насыпался в виде тонкого порошка фтористый кальций. Прежние опыты показали, что кальций не дает частиц с большим пробегом. Полное поглощение на пути частиц было около 30 см. Максимальный пробег частиц из фтора равен приблизительно 65 см., а средний пробег частиц падавших на экран был около 40 см. Отношение чисел частиц наблюдавшихся при — и + полях, вызванных возбуждающим током в 4 амп. равнялось 2,5.

Эти результаты ясно показывают, что в пределах ошибки опыта частицы, освобождаемые из фосфора и фтора, отклоняются магнитным полем приблизительно в той же степени, что и частицы освобождаемые из алюминия. Поэтому, мы можем сделать заключение, что эти частицы также суть H-ядра движущиеся с большой скоростью.

Мы не исследовали подобным способом частиц из бора и натрия, но, повидимому, нет поводов сомневаться в том, что и они состоят из H-ядер.

Пробеги *H*-частиц.

В опытах, описанных в нашей предыдущей статье, только два элемента—азот и алюминий были исследованы в известных деталях. Остальные элементы были исследованы качественным образом, но было показано, что пробеги освобождаемых *H*-частиц во всяком случае больше 40 см. в воздухе. Пробеги частиц из этих элементов — бора, фтора, натрия и фосфора, теперь были определены более тщательно.

Уже было обращено внимание на тот замечательный факт, что *H*-частицы освобождаемые из алюминия можно обнаружить не только по направлению падающих α-частиц, но и в обратном направлении. Число частиц испускаемых в обратном направлении оказалось того же самого порядка величины, что и число частиц прямого направления, но максимальный пробег в обратном направле-

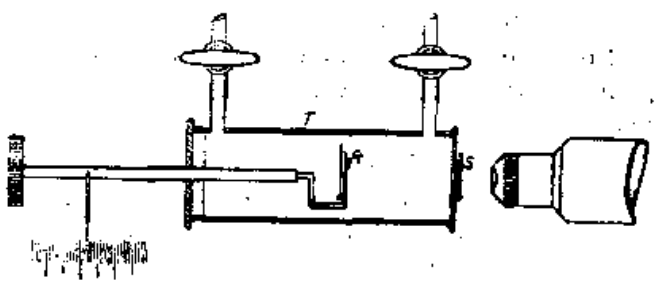


Рис. 2.

нии был меньше нежели в прямом (для α-частиц прямого направления был 90 см., обратного направления—67 см.). Некоторые опыты с азотом показали, что число частиц испускаемых в обратном направлении весьма мало при поглощении большем 18 см. воздуха.

Мы повторили эти опыты и распространили их также и на другие элементы—бор, фтор, натрий и фосфор. В результате мы нашли, что *H*-частицы, испускаемые при разрушении ядра освобождаются во всех направлениях, при чем максимальный пробег в обратном направлении меньше нежели в прямом.

Расположение опыта при измерении пробегов частиц прямого направления было то же самое, что и описанное в нашей предыдущей статье. Аппарат примененный для исследования частиц обратного направления отличался от описанного в предыдущей статье расположением источника. Аппарат этот изображен на рис. 2.

Источник α-частиц был закреплен на стержне, который проходил сквозь пробку плотно пригнанную к латунной трубке T диаметром 3 см., при чем стержень несущий источник мог свободно перемещаться вперед и назад. Конец трубки был снабжен отверстием 7,5 мм. диаметром, закрытым серебряной фольгой эквивалентной 3,75 см. воздуха. Экран из сернистого цинка был укреплен перед сосудом, причем между экраном и сосудом оставался промежуток куда можно было вставлять поглощающие листочки. Весь аппарат располагался между полюсами электромагнита для того, чтобы уменьшить свечение экрана вызываемое β-лучами.

Источником R служила серебрянная фольга покрытая с одной стороны активным налетом радия. Начальная активность этого источника в большинстве опытов была эквивалентна около 30 мгр. радия. Неактивная сторона серебрянной фольги была обращена к ZnS экрану. Расстояние источника от экрана было вообще около 3,5 см., но могло варьировать, причем положение источника легко можно было отсчитывать по шкале. Элементы подлежавшие исследованию в большинстве случаев можно было получать лишь в форме соединений. Соединение в порошкообразном виде прогревалось в пустоте, и пленка получалась путем насыпания этого порошка на поверхность фольги смоченную алкоголем. Таким образом приготовленный экран располагался непосредственно сзади источника. Как и в прежних наших опытах через аппарат циркулировал ток сухого кислорода.

Во всех случаях, за исключением азота, минимальный пробег частиц обратного направления был больше пробега свободных частиц водорода. Таким образом, осложнений из за присутствия водорода в серебрянной фольге или других материалах находившихся на пути α-частиц не возникало.

В случае же азота, как показали еще прежние наши опыты, пробег частиц обратного направления значительно меньше пробега свободных частиц водорода. Следовательно, необходимо было принять во внимание „естественный" эффект, т. е. эффект обусловленный H-частицами возникающими в „водородном загрязнении" источника и экранов, находящихся на пути α-частиц. Пользоваться газообразным азотом для этих опытов оказалось неудобным; поэтому для изготовления соответствующих экранов порошкообразный парациан C_xN_x просеивался на золотой листок. Сцинцилляции, наблюдавшиеся когда против источника была расположена пленка парациана вызывались одновременно как „естественными частицами" из источника и экранов так и частицами возникшими из азота в

парациана. Если удалить пленку $C_x N_x$, то можно подсчитать одни только естественные частицы. В некоторых опытах перед источником ставилась пленка, из параффина. Естественный эффект оставался при этом тем же самым, откуда следует, что даже если пленка парациана содержала большое количество водорода, число свободных H-частиц, рассеиваемых стенками сосуда к ZnS экрану было ничтожно.

Рис. 3 дает типичный результат получившийся в этих опытах. Ординаты изображают наблюденное число сцинцилляций на миллиграм активности радия C, измеренной по γ-лучам; абсциссы—задерживающие способность по-

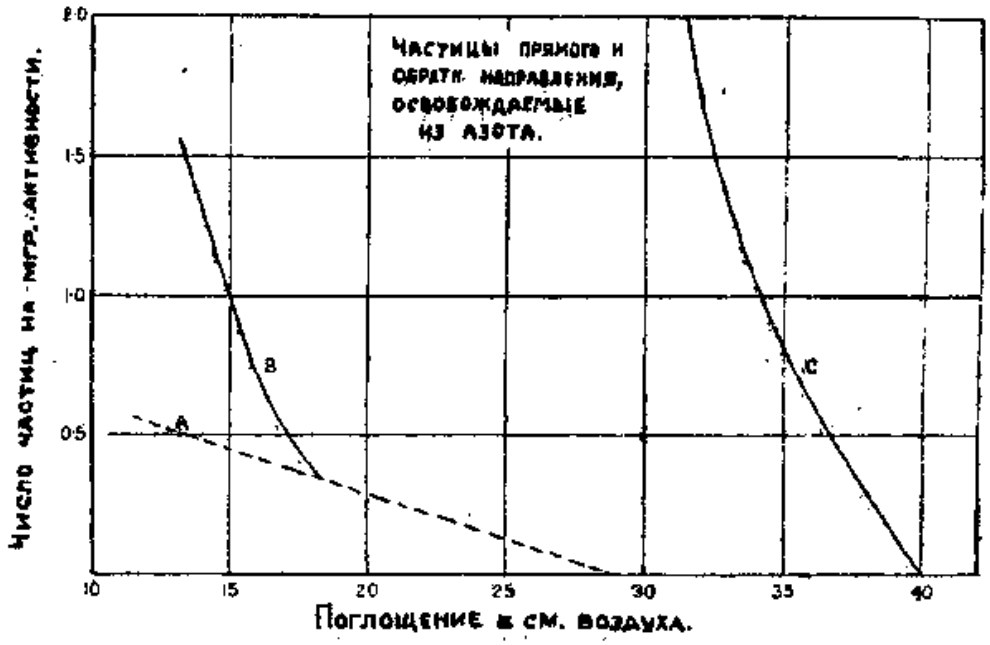


Рис. 3.

глощающих экранов для α-лучей, выраженную в сантиметрах воздуха. Пунктирная кривая A дает естественный эффект, наблюдавшийся, когда пленка парациана отсутствовала или заменялась параффиновой пленкой. Сплошная кривая B изображает эффект получающихся когда парациановая пленка находится на своем месте. Таким образом, разность этих кривых дает эффект вызываемый азотом входящим в состав парациана. Из чертежа можно видеть, что максимальный пробег частиц освобождаемых из азота в обратном направлении равен 18 см. Кривая C есть кривая поглощения для частиц испускаемых азотом в прямом направлении.

В следующей таблице даны максимальные пробеги частиц освобожденных из элементов, которые обнаружи-

вают распад при наблюдении частиц как прямого, так и обратного направления.

ЭЛЕМЕНТ.	Пробег в прямом направлении. См.	Пробег в обратном направлении, См.
Бор	58	38
Азот	40	18
Фтор	65	48
Натрий	58	36
Алюминий	90	67
Фосфор	65	49

Следует указать, что пробеги для частиц прямого направления освобождаемых из бора, фтора, натрия и фосфора могут включать в себе большую ошибку, так как в этих случаях в качестве бомбардируемого материала употреблялись пленки приготовленные из порошков. Частицы максимального пробега получались на поверхности зерен, а потому, чтобы найти истинный пробег надо знать размеры и поглощение зерен порошка выраженное в эквивалентной толщине слоя воздуха. Для приведенных выше пробегов предполагалось, что все зерна однородны по размерам, и средняя величина „воздушного эквивалента" вычислялась по весу пленки на кв. см. Определенные таким образом пробеги, очевидно, несколько меньше истинных. Пробеги частиц обратного направления, очевидно, свободны от такого источника ошибок.

Наблюдалось, что число частиц освобождаемых из различных элементов во всех случаях представляется одного и того же порядка величины, если принять во внимание разницу в пробеге. При первоначальных опытах мы нашли, что число частиц освобождаемых из бора несколько меньше соответствующих чисел для других элементов; но оказалось, что такой результат получился из-за неравномерности пленки. При исследовании пленки из более тонко размельченного бора было найдено, что число частиц из бора приблизительно то же самое, что и из других элементов.

Изучение остальных элементов.

В первых опытах мы исследовали все легкие элементы за исключением редких газов и кальция. Из исследованных элементов только у шести помещенных в приведенной выше таблице было обнаружено испускание достаточного количества *H*-частиц под влиянием бомбар

дировки α-лучами. В предыдущей статье было указано, что атомные массы этих элементов можно представить в форме $4n+a$, где n — целое число. Найденный результат получает простое объяснение, если допустить, что ядра этих элементов построены из ядер гелия с массой 4 и ядер водорода. С другой стороны, некоторые из легких элементов, которые не обнаружили заметного числа H-частиц, также обладают атомной массой вида $4n+a$. Таким образом, представлялось в высшей степени важным повторить исследование элементов с усовершенствованным микроскопом, и определить, если возможно, не испускаются ли частицы с пробегом меньшим нежели у свободных H-ядер. В некоторых случаях, из за водородного загрязнения материалов, можно было производить наблюдения только при поглощениях, больших 30 см. воздуха, но для других элементов наблюдения можно производить хорошо и для меньших поглощений.

Литий исследовался в виде окиси и в виде металла, причем в последнем случае тонкие листочки получались путем сжимания слитка лития между двумя стальными пластинами в атмосфере углекислоты. Никаких признаков частиц с пробегами большими 30 см. не было найдено. Вследствие водородного загрязнения Li и Li_2O наблюдения при малых пробегах не были решающими. Наблюдениями частиц обратного направления не обнаружено заметного числа частиц с пробегом большим 14 см.

Бериллий исследовался в форме порошкообразной окиси, причем и здесь не было доказано испускание частиц с пробегом большим 30 см. в прямом направлении и 15 см.—в обратном.

Магний исследовался в виде металлической пластинки и в виде экрана сделанного из порошкообразного магния. Наличность частиц с большим пробегом не доказана.

Для исследования кремния применялся тонкий слой порошкообразного кремния, а также тонкая кварцевая пластинка. С кварцевой пластинкой можно было производить опыты для частиц прямого управления при поглощениях меньших 17 см. Наблюденные сцинцилляции вызывались целиком „естественными“ H-частицами.

Хлор первоначально исследовался в форме разных хлоридов. Эти наблюдения с хлором были повторены и результаты подтвердили заключение, что частицы с пробегом большим 30 см. в данном случае не освобождаются в заметном количестве. Для того, чтобы продлить наблюдения для области лежашей внутри пробега свободных H-атомов была проделана специальная серия опытов. В этих опытах применялся стеклянный аппарат аналогичный основному. Детали его ясно видны на чертеже (рис. 4).

Чтобы избежать бомбардирования стеклянных стенок и освобождения H-частиц, внутренность трубки была выложена платиновой фольгой. Для защиты от действия хлора, поверхность латунной пластинки B и стержня несущего источник была покрыта смолой. Краны и шлифы были смазаны бромированным жиром. Источником α-лучей служила платиновая фольга покрытая активным налетом радия. Чистый сухой хлор приготовлялся путем нагревания хлорного золота $Au\ Cl_3$ находившегося в трубке A и пропускался через $P_2\ O_5$ прежде чем попасть в сосуд T. В качестве добавочной предосторожности небольшое количество $P_2\ O_5$ вводилось в самый сосуд.

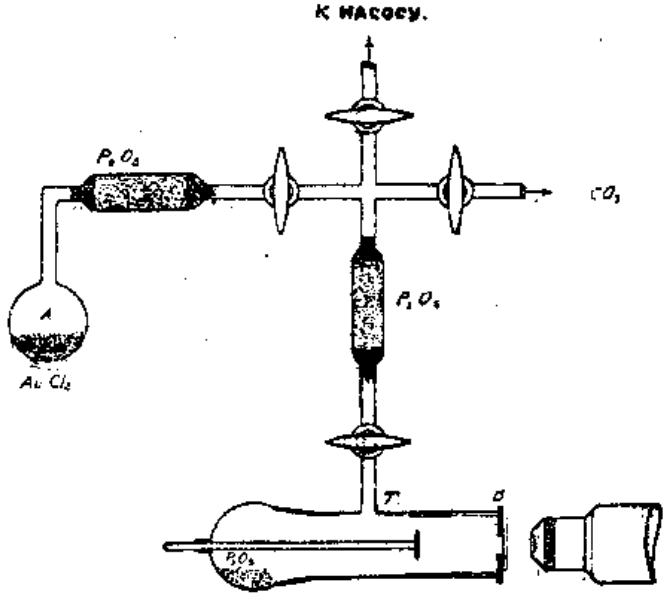


Рис. 4.

Когда источник устанавливался на своем месте, воздух удалялся путем откачки и промывания сухой углекислотой. Затем углекислота при атмосферном давлении оставлялась в приборе и подсчитывались естественные сцинцилляции при абсорпциях варьировавших от 16 до 30 см. После этого углекислота заменялась хлором и наблюдались сцинцилляции при тех же абсорпциях. Затем хлор вновь поглощался хлорным золотом и в сосуд опять вводилась углекислота. Таким образом, подсчеты частиц освобождаемых из хлора были заключены между двумя подсчетами естественных частиц, и следы водородных примесей всегда можно было учесть. В результате, освобождения H-частиц из хлора для исследованных пробегов, т.-е. для поглощений больших 16 см. не было обнаружено.

Обсуждение результатов.

Для удобства обсуждения в следующей таблице сопоставлены атомные номера и массы изотопов от водорода до калия. Из этих элементов только один алюминий не был исследован на присутствие изотопов; однако представляется весьма вероятным, что он есть элемент чистый с атомной массой 27. Все элементы собранные в таблице, за исключением гелия, аргона и неона были исследованы с целью установить испускают ли они *H*-ядра под влиянием α-лучей. Шесть активных элементов, как их для удобства можно назвать, подчеркнуты.

ТАБЛИЦА I.

Элемент.	Атомный номер.	Атомная масса.	Элемент.	Атомный номер.	Атомная масса.
H	1	1,008	Na	11	23
He	2	4,00	Mg	12	24;25;26
Li	3	6;7	Al	13	27
Be	4	9	Si	14	28;29
B	5	10;11	P	15	31
C	6	12	S	16	32
N	7	14	Cl	17	35;37
O	8	16	A	18	36;40
F	9	19	K	19	39;41
Ne	10	20;22			

Рассмотрение таблицы показывает, что активные элементы можно классифицировать разными способами:

1) Активные элементы суть элементы нечетных атомных номеров в правильной последовательности, т.-е. 5, 7, 9, 11, 13, 15.

2) Атомные массы активных элементов выражаются формулой $4n+a$, где n — целое число; $a=3$ для всех элементов, за исключением азота, для которого $a=2$.

3) За исключением бора, у которого имеется два изотопа активные элементы суть элементы чистые.

Мы видели, что у лития (3), а также у хлора (17) и калия не было обнаружено никаких следов активности под влиянием бомбардировки α-лучами, хотя это—элементы нечетных атомных номеров, а массы их изотопов выражаются формулой $4n+a$. Магний и кремний, которые являются элементами четных атомных номеров, но имеют изотопы с массами $4n+1$ и $4n+2$ не обнаруживают и следов активности.

Таким образом, повидимому, нет очевидного общего правила, которое позволяло бы отличать активные элементы от неактивных. Активность внезапно начинается с бора и также внезапно кончается фосфором. Наблюдение показавшее, что ни литий, ни хлор не обнаруживают никаких признаков активности в смысле испускания частиц как с длинным так и с коротким пробегом было совершенно неожиданно. Интересно рассмотреть нельзя ли сделать каких-нибудь выводов относительно структуры этих элементов на основании изложенных экспериментальных фактов.

В предыдущей нашей статье было указано, что H-ядра освобождаемые из активных элементов, вероятно, являются спутниками обращающимися вокруг главной массы ядра. В случае действительного столкновения α-частицы с подобным ядром часть количества движения α-частицы сообщается центральному ядру, но спутники достаточно удалены от последнего, чтобы приобрести необходимое для освобождения из системы количество движения и энергию. Мы показали, что с этой точки зрения одновременно объясняется как изменение скорости выброшенного H-ядра, в зависимости от скорости α-частицы, так и освобождение H-ядер во всех направлениях. Вероятность выбрасывания из ядра H-спутников с большою скоростью значительно меньше (для азота, например, около $\frac{1}{20}$) вероятности приведения в соответствующее быстрое движение свободного H-ядра. Поэтому представляется, что освобождение спутника наступает лишь при определенных, ограниченных условиях столкновения α-частицы с ядром. Если бы у лития и хлора имелись H-спутники и если бы эти спутники были весьма слабо связаны с ядром, то следовало бы предвидеть, что число освобождаемых α-лучами спутников должно быть того же порядка как в том случае когда H-ядра свободны. Так как этого не найдено, то мы можем заключить, что в состав ядра лития и хлора не входят спутники слабо связанные с главной его массой. Полное отсутствие частиц

с большим пробегом у этих элементов показывает, что H-спутники, если они вообще здесь имеются, прочно связаны с главной массой ядра. Например, если спутник обращается весьма близко от ядра, то α-частица может ему сообщить такую малую часть своего момента, что она не в состоянии освободить спутник из системы. Представляется, однако, мало вероятным, чтобы силы связывающие спутник резко изменялись при переходе от фосфора к хлору. Гораздо вероятнее, что общая структура ядра хлора характерным образом отличается от структуры ядер группы активных элементов. Может быть H-ядра у хлора входят в состав главной системы ядра так что α-частица не имеет шансов сконцентрировать свою энергию на какой-либо одной из единиц нуклеарной структуры. Подобным же образом представляется вероятным, что литий резко отличается по своей структуре от следующего за ним бора. Факты, обнаруженные этими опытами указывают на то, что даже у легких элементов ядра являются весьма сложными системами; эти же факты иллюстрируют насколько трудно найти простое и общее правило, характеризующее изменение структуры последовательных элементов.

Мы отметили, что за исключением бора, все активные элементы суть элементы „чистые", т.-е. не имеют изотопов. Это может служить некоторым показателем различия структуры активных и неактивных элементов. Отсутствие изотопов указывает на то, что в отношении массы существуют лишь узкие пределы устойчивости ядра при данном нуклеарном заряде; прибавление или удаление равного числа H-ядер и электронов, вероятно, ведет к неустойчивости нуклеарной системы. Следовательно, в случае лития и хлора, которые имеют изотопы, силы связывающие ядро могут весьма сильно отличаться от сил существующих в активных элементах. С этой точки зрения — если только она является оправданной — возможно, что мы имеем указание на то, что H-спутники существуют только в чистых элементах нечетного порядкового номера. Однако, мы уже видели, что бор является исключением из этого правила.

При сравнении явлений обнаруживаемых шестью активными элементами, сразу становится ясным, что азот занимает исключительное положение в их группе. У азота не только пробег выброшенных H-ядер является наименьшим, но и отношение пробегов в противоположных направлениях резко отличается от соответствующего отношения и других элементов. Естественно связать это аномальное поведение с тем фактом, что масса ядра азота подходит под тип $4n+2$, в то время как атомные массы

остальных элементов активной группы принадлежат к классу $4n+3$. Меньшая скорость выбрасывания частиц из азота на первый взгляд внушает мысль о том, что у азота H-спутники удерживаются меньшими силами нежели у других элементов. Однако, эта мысль подтверждается подсчётом распределения момента между тремя телами участвующими в столкновении, т.-е. α-частицей, H-спутником и остаточным ядром. В предыдущей статье мы показали, что распределение момента можно вычислить при некоторых предположениях из наблюдения пробегов частиц выброшенных в прямом и обратном направлении по отношению к α-частице Предполагалось, что выполняетя закон сохранения момента и что сумма энергий H-частицы и остаточного ядра будет одна и таже независимо от того освобождается ли H-частица в прямом или обратном направлении. Из этих предположений следует, что относительная скорость H-ядра будет одна и та же в обоих случаях. Результаты этих вычислений собраны в следующей таблице (табл. II).

ТАБЛИЦА II.

Элемент.	H-частица.		Остаточное ядро.		H-частица.	Выигрыш энергии.
	Прямого направления.	Обратного направления.	Прямого направления.	Обратного направления.		
Бор	2,02 V	—1,75 V	—0,54 V	3,23 V	2,52 V	42%
Азот	1,78 V	—1,32 V	1,44 V	4,54 V	0,78 V	—13%
Фтор	2,10 V	—1,89 V	—0,10 V	3,89 V	2,00 V	35%
Натрий . . .	2,02 V	—1,72 V	1,42 V	5,16 V	0,56 V	6%
Алюминий . .	2,34 V	—2,11 V	0,78 V	5,23 V	0,88 V	42%
Фосфор . . .	2,10 V	—1,89 V	1,14 V	5,13 V	0,76 V	15%

Моменты выражены через начальную скорость V α-частицы. Начальный момент α-частицы, а следовательно и сумма моментов всех трех тел после столкновения будет поэтому 4 V. Моменты в направлении полета α-частицы приняты за положительные, моменты в обратном направлении—за отрицательные. Процент выигрыша энергии за счет ядра в каждом случае дан в последнем столбце и выражен через начальную энергию α-частицы.

Из таблицы можно усмотреть, что в случае азота значительная часть момента α-частицы — гораздо более значительная нежели в случае соседних элементов, бора и фтора—сообщается главному ядру. Это указывает на то что H-спутники у азота находятся относительно ближе к главному ядру, нежели у остальных элементов. Далее можно отметить, что в то время как у всех элементов получается выигрыш энергии при разрушении ядра (от 6% для натрия до 42% для бора и алюминия) для азота получается потеря энергии в 13%.

Из приведенной выше таблицы с очевидностью следует, что распределение моментов между участвующими в столкновении тремя телами весьма сильно варирует для различных элементов. Однако, при отсутствии сколько-нибудь определенных доказательств теории, на которой базируются вычисления, в настоящее время представляется нежелательным обсуждать детально эти различия.

Примечания.

[1] Перевод § 74 книги Rutherford'a Radioactive Substances and their Radiations. Cambridge, 1913, стр. 180—186.

[2] Расположение, применявшееся Rutherford'ом для изучения магнитного отклонения α-лучей было чрезвычайно просто. Проволока, покрытая радием C, располагалась в углублении, сделанном в массивном куске свинца. Над проволокой помещалась узкая щель, пройдя через которую лучи попадали на небольшую фотографическую пластинку. Весь аппарат помещался внутри латунного цилиндра, из которого можно было легко выкачать воздух; в свою очередь цилиндр помещался между полюсами электромагнита таким образом, чтобы силовые линии шли параллельно проволоке. Зная смещение следа на фотографической пластинке при включении магнитного поля, расстояние от источника до щели и от щели до пластинки, можно вычислить величину $\frac{mv}{e}$ для α-лучей.

[3] Теория строения атома J. J. Thomson'a совершенно не может объяснить большие углы отклонения α-частиц, наблюденные Marsden'ом. В самом деле, согласно этой теории атом построен следующим образом: положительное электричество равномерно заполняет шар с радиусом порядка радиуса атома (т. е. порядка 10^{-8} см.); внутри этого шара „вкраплены" отрицательные электроны, распределение которых определяется равновесием действующих на них сил (т. е. силы притяжения к центру атома и силы отталкивания остальными электронами). В таком случае, α-частица, проходящая сквозь атом, не может испытать значительного отклонения, ибо поле положительного шара, вследствие больших размеров его, слишком слабо, электроны же не могут вызвать значительного изменения траектории, т. к. масса α-частицы, примерно, в 7000 раз больше массы электрона. Теория „сложного рассеяния" развитая J. J. Thomson'ом, показывает, что даже при большом числе встреч, окончательное отклонение, испытываемое α-частицей должно быть весьма незначительно.

Таким образом, для объяснения больших углов отклонения α-частиц приходится допустить существование внутри атома весьма интенсивного электрического поля, которое должно вызываться зарядом, сконцентрированным в массивном ядре весьма малых размеров. Проходя вблизи от этого ядра α-частица подвергается со стороны его настолько сильному воздействию, что может сразу отклониться на весьма значительный угол. Количественное сравнение такого „одиночного" рассеяния со сложным привело Rutherford'a к несколько парадоксальному заключению, что вероятность отклонения на данный угол для первого всегда больше, нежели для последнего [1]).

[4] Вывод формул дан Rutherfod'ом в цитированной работе (Phil. Mag. 21, p. 669, 1911). Итак, пусть в центре атома сосредоточен

---

[1] Rutherford. Phil. Mag. 21, p. 679, 1911.

заряд Ne, где e—элементарный электрический заряд, который во всех приводимых ниже вычислениях принимался равным $4{,}65 \cdot 10^{-10}$ $CGSE$. Rutherford допускает, что этот заряд имеет положительный знак[1]), и что взаимодействие между ним и ядром совершается по закону Кулона. Далее, пусть компенсирующий заряд электронов—Ne равномерно заполняет сферу всего атома, радиус которого назовем R.

Пусть α-частица, заряд которой $-E$ и масса m движется с начальной скоростью V по направлению к ядру. Когда эта α-частица проникнет внутрь атома, на некоторое расстояние от ядра, равное r, результирующая сил, действующих на нее, будет представляться разностью силы отталкивания от ядра, равной

$$\frac{NeE}{r^2}$$

и силы притяжения к центру отрицательной сферы, совпадающему с центром ядра. Величина этой второй силы, как можно показать, равна

$$\frac{NeEr}{R^3}$$

Результирующая сила, отталкивающая α-частицу, будет

$$f = NeE\left(\frac{1}{r^2} - \frac{r}{R^3}\right)$$

На пути от периферии сферы радиуса R до точки, отстоящей от центра атома на расстояние r, сила f произведет работу равную, очевидно:

$$-\int_R^r f\,dr = NeE\left(\frac{1}{r} - \frac{3}{2R} + \frac{r^2}{2R^3}\right)$$

Под действием этой отталкивающей силы, α-частица, наконец, остановится на некотором расстоянии от центра, которое мы назовем b. Очевидно, что остановка произойдет в момент, когда работа силы сопротивления исчерпает весь начальный запас кинетической энергии α-частицы. Поэтому, расстояние b можно найти из условия

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

Полагая, что b весьма мало по сравнению с R, можно отбросить в этой формуле два последние члена и тогда мы получим

$$b = \frac{2NeE}{mV^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (2)$$

Эта величина—наименьшее расстояние, до которого проникает вглубь атома α-частица — играет большую роль в дальнейших вычислениях. Полагая для заряда ядра величину $100e$ (золото), а для скорости

[1]) Можно показать, что главные результаты теории не будут зависеть от того, какой именно знак мы припишем центральному ядру. Однако, естественнее всего считать его заряженным положительно. В самом деле, для того, чтобы вызвать большие отклонения α-частиц ядро должно обладать не только большим зарядом, но и большой инерцией. Между тем по нашим обычным представлениям именно положительное электричество связано с массой атома.

α-частицы $2{,}09 \cdot 10^{9} \frac{см.}{сек.}$ Rutherford получил для b приблизительно $3{,}4 \cdot 10^{-12}$ см. Так как R имеет порядок величины радиуса атома (т. е. 10^{-8} см.), то очевидно, что α-частица, прежде чем оттолкнуться назад проникает настолько близко к центральному заряду, что полем отрицательного электричества, распределенного равномерно по сфере радиуса R можно пренебречь. И вообще, для всех отклонений больших одного градуса, как показывает вычисление, не внося ощутительной ошибки, можно предположить, что отклонение вызывается одним только центральным зарядом.

После остановки на расстоянии b от центра атома, α-частица начнет, очевидно, удаляться от него; направление движения будет прямо противоположно начальному. Следовательно, вектор скорости α-частицы, при центральном ударе отклоняется на угол 180°.

При ударе нецентральном, угол отклонения (φ) будет, очевидно, меньше; он будет зависеть от того расстояния (p), на котором вектор начальной скорости (V) α-частицы проходит от центра атома. Связь между величинами φ и p Rutherford находит при помощи следующих простых соображений.

Пусть вектор (V) начальной скорости α-частицы проходит на некотором расстоянии p от центра атома (рис. 1). Так как α-частица

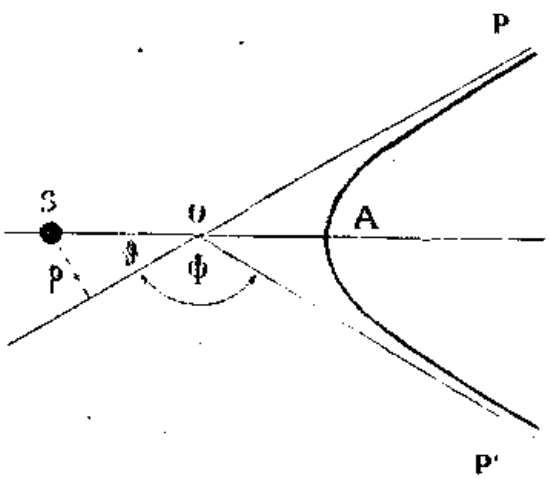


Рис. 1.

попадая внутрь атома подвергается действию отталкивательной силы обратно пропорциональной квадрату расстоянию от центра атома, то ее траекторией будет гипербола с внешним фокусом в центре атома S; асимтоты этой гиперболы (OP и OP') совпадают с направлениями начальной скорости и скорости по выходе α-частицы из атома.

Ближе всего к центру атома α-частица подходит к точке A — вершине гиперболы, причем ее скорость здесь достигает наименьшей величины v, а потенциальная энергия — наибольшей величины $\frac{NeE}{SA}$.

Из условия постоянства момента количества движения α-частицы относительно центра сил S следует:

$$p \cdot V = SA \cdot v \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Из закона сохранения энергии имеем

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

Но из (2) следует

$$Ne.E = \frac{b}{2} mV^2.$$

Подставляя это значение в предыдущее уравнение после сокращений, найдем

$$v^2 = V^2 \left(1 - \frac{b}{\overline{SA}}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Так как эксцентриситет гиперболы $= \frac{\overline{SO}}{\overline{OA}} = \operatorname{Sec} \theta$ (см. рис. 1), то

$$\overline{SA} = \overline{SO} + \overline{OA} = \overline{SO}\,(1 + \cos\theta) = \frac{p}{\sin\theta}\,(1 + \cos\theta).$$

Откуда

$$\overline{SA} = p \cot g \frac{\theta}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

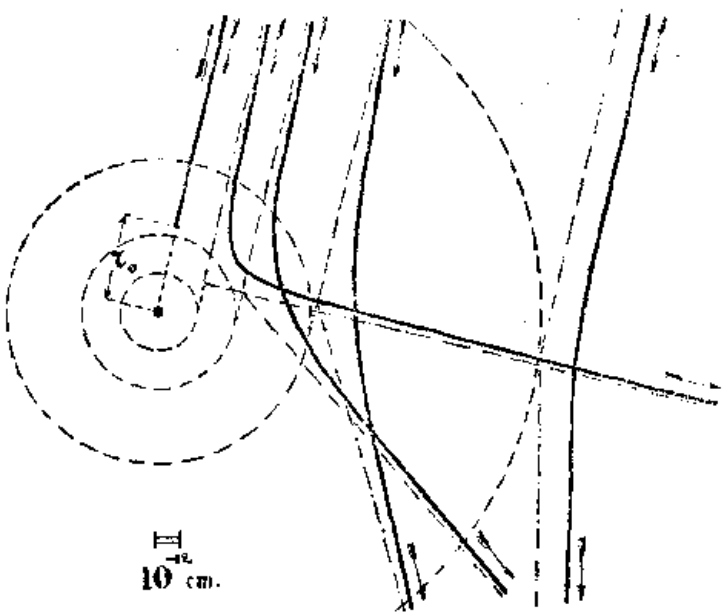


Рис. 2.

Далее, из (4)

$$v^2 \cdot \overline{SA}^2 = V^2 \cdot \overline{SA}\,(\overline{SA} - b),$$

$$b = \overline{SA} - \frac{v^2 \cdot \overline{SA}}{V^2}$$

и, на основании (3) и (5)

$$b = p \cot g \frac{\theta}{2} - \frac{p}{\cot g \frac{\varphi}{2}} = 2p \cot g\, \theta.$$

Так как

$$\varphi = \pi - 2\theta,$$

то

$$b = 2p\, tg \frac{\pi}{2}.$$

И, окончательно,

$$cotg\ \frac{\varphi}{2} = \frac{2p}{b} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (6)$$

где, попрежнему,

$$b = \frac{2\ Ne\ .\ E}{m\ V^2}.$$

Приведем из работы Rutherford'a небольшую табличку, показывающую какие величины может приобретать угол φ для разных значений $\frac{p}{b}$

$\frac{p}{b}$	10	5	2	1	0,5	0,25	0,125
φ	5°,7	11°,4	28°	53°	90°	127°	152°

Для иллюстрации на рис. 2 (стр. 163) приведены типичные траектории α-частиц (при различных p), вычисленные по данным Rutherford'a ($r_0 = b$ — наименьшее расстояние α-частицы от центра ядра при центральном столкновении).

[*] Статистическая теория рассеяния α-частиц дана Rutherford'ом в той же основной работе, которая цитировалась в предыдущем примечании. Теория эта сводится к следующему. Пусть параллельный пучек, α-частиц падает на тонкий листок вещества, толщиною t см.; пусть, далее, число атомов, содержащихся в единице объема будет n.

Очевидно, что через атомы пройдет тем бо́льшее относительное количество частиц, чем больше площадь экваториального сечения атома. Вероятность встречи будет равна:

$$\pi\ .\ R^2\ .\ n\ .\ t.$$

Если из числа частиц, провизывающих атомы, выделить группу частиц, пролетающих ближе некоторого расстояния p от центров атомов (расстояние по прежнему считается до вектора начальной скорости), то вероятность такого рода встреч (W) будет во столько раз меньше вероятности всех встреч, во сколько раз πp^2 меньше, чем πR^2.

Поэтому:

$$w = \pi\ .\ p^2\ .\ n\ .\ t.$$

Вероятность (dw) прохождения между расстояниями p и $p + dp$ будет:

$$dw = 2\pi\ .\ p\ .\ n\ .\ t\ .\ dp\ ^{1)}.$$

Но из (6): $p = \frac{b}{2}\ cotg\ \frac{\varphi}{2}$; $dp = \frac{b}{4}\ cosec^2 \frac{\varphi}{2}\ d\varphi$;

следовательно:

$$dw = \frac{\pi}{4}\ .\ n\ .\ t\ .\ b^2\ .\ cotg\ \frac{\varphi}{2}\ .\ cosec^2\ \frac{\varphi}{2}\ .\ d\varphi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

---

[1]) Величина dw показывает, очевидно, какая часть общего числа частиц отклоняется на углы, лежащие между φ и $\varphi + d\varphi$.

Для экспериментальной проверки теории, Rutherford вычисляет на основании формулы (1) количество сцинцилляций, приходящихся на единицу площади экрана, отстоящего на некоторое расстояние r от рассеивающей пластинки. Пусть Q будет полное число α-частиц, проходящих в единицу времени через поперечное сечение пучка. Число частиц, рассеянных на углы, лежащие между φ и $\varphi + d\varphi$ будет, очевидно, $Q\ d\ w$. Пусть на расстоянии r от рассеивающей пластинки расположен экран. Легко видеть тогда, что наши $Q\ d\ w$ частиц распределяется по площади $2\pi r^2 \sin \varphi\ d\ \varphi$. Таким образом, число сцинцилляций, приходящихся на единицу поверхности экрана, будет

$$y = \frac{Q\ d\ w}{2\pi r^2 \sin \varphi\ d\ \varphi}$$

Подставляя вместо dw его значение из формулы (1), после преобразований, найдем

$$y = \frac{Q\ n\ t\ b^2\ cosec^4 \frac{\varphi}{2}}{16\ r^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

Припоминая, что $b = \frac{2\ Ne\ E}{m\ V^2}$ видим, что приведенной формулой можно воспользоваться для определения заряда атомного ядра.

[6] The Structure of the Atom By Sir E. Rutherford Phil. Mag. 27, p. 488, 1914. Неоднократно упоминаемая в этой статье „предыдущая работа" есть работа, напечатанная в Phil. Mag. 21, p. 669, 1911. Она изложена с достаточной полнотой в предшествующей статье и в примечаниях [4] и [5].

[7] Приведем несколько цифровых результатов из работы Geiger'a и Marsden'a.

a) Зависимость от начальной скорости ($y \cdot V^4 = \text{const}$).

$\frac{1}{V^4}$ (относительная величина)	1,0	1,21	1,50	1,91	2.84	4,32	9.22
y	24,7	29,0	33,4	44	81	101	255
$y \times V^4$	25	24	22	23	28	23	28

b) Зависимость от угла φ $\left(\frac{y}{cosec^4 \frac{\varphi}{2}} = \text{Const}\right)$.

φ	150°	135	120	75	60	45	37,5	30	22.5	15
$cosec^4 \frac{\varphi}{2}$	1,15	1,38	1,79	7,25	16	46,6	93,7	223	690	3445
y	33,1	43,0	51,9	211	477	1435	3300	7800	27300	132000
$\frac{y}{cosec^4 \frac{\varphi}{2}}$	28,8	31,2	29,0	29,1	29,8	30,8	35,3	35,0	39,6	38,4

e) Зависимость от атомного веса. Зависимость рассеяния от физико-химических свойств вещества определяется, на основании формулы (2), фактором $n\,t\,(Ne)^2$. Так как Ne пропорционально атомному весу A, то „проведенное число сцинцилляций" $\nu' = \frac{\nu}{nt}$ должно быть пропорционально A^2. Если для чисел nt воспользоваться более поздними измерениями Marsden'a и Richardson'a, то получается следующий результат

Вещество	*Au*	*Pt*	*Sn*	*Ag*	*Cu*	*Al*
$\frac{\nu'}{A^2}$	3,4	3,2	3,3	3,6	3,7	3,6

[8] Ввиду того, что формулами Darwin'a, Rutherford постоянно пользуется в следующих статьях, мы дадим здесь эти формулы и наметим путь к ним приведший.

Исследуя прохождение α-частиц через атомы материи, вычисляя углы отклонения, величины скоростей и т. п., Rutherford, как было уже указано считал ядро атома неподвижным. Такое допущение, очевидно, приводит к приблизительно верным выводам лишь при исследовании столкновений α-частиц с атомами наиболее тяжелых элементов.

При столкновении же α-частиц с легкими атомами, сами ядра последних приобретают, в действительности, весьма заметную скорость, с которою приходится считаться (так, например, при столкновении α-частицы с атомом водорода, атомное ядро последнего может приобрести скорость, которая, как увидим ниже, в 1,6 раза больше начальной скорости самой α-частицы).

Теоретическое исследование такого рода столкновений и было произведено в 1914 году C. G. Darwin'ом [1]).

Darwin рассматривает сначала одиночное столкновение α-частицы с ядром легкого атома. Пусть E, M и Ne, m будут соответственно заряд и масса α-частицы и ядра. Определению подлежат четыре неизвестные: конечные скорости α-частицы (v) и ядра (u) и углы (φ и θ), которые составляют соответственно направления v и u с направлением первоначальной скорости α-частицы (V). Для удобства углы φ и θ отсчитываются в противоположных направлениях; легкое ядро по предположению первоначально находится в покое.

Если одну из этих четырех неизвестных величин считать заданной, то остальные три можно вычислить, пользуясь законом сохранения количества движения и законом сохранения энергии. В самом деле, проектируя количества движения (до и после соударения) на направление начальной скорости V, найдем:

$$MV = Mv\cos\varphi + mu\cos\theta \quad \ldots\ldots\ldots (1a)$$

Проектируя те же векторы на прямую перпендикулярную к V будем иметь:

$$0 = Mv\sin\varphi - mu\sin\theta \quad \ldots\ldots\ldots (1b)$$

И, наконец, закон сохранения энергии дает

$$MV^2 = Mv^2 + mu^2 \quad \ldots\ldots\ldots (1c)$$

[1]) Darwin, Phil. Mag. 27, p. 499, 1914.
Marsden. Phil. Mag. 27, p. 824, 1914.
Marsden and Lantsberry, Phil. Mag. 30, p. 240, 1915.

Из трех уравнений (1*a*), (1*b*) и (1*c*) легко получим

$$u = 2V \frac{M}{M+m} \cos\theta \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2a)$$

$$tg\,\varphi = \frac{m \sin 2\theta}{M - m \cos 2\theta} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2b)$$

и

$$v = \frac{V}{M+m}\left\{M \cos\varphi + \sqrt{m^2 - M^2 \sin^2\varphi}\right\} \quad \ldots\ldots (3a)$$

$$tg\,\theta = \frac{m \cot g\,\varphi + \sqrt{m^2 \operatorname{cosec}^2\varphi - M^2}}{M+m} \quad \ldots\ldots (3b)$$

В дальнейшем Darwin идет тем же путем, что и Rutherford в работе подробно изложенной в примечаниях [4] и [5]; именно сначала из свойств орбиты α-частицы находится соотношение между углом отклонения и расстоянием вектора начальной скорости α-частицы от центра атома, а затем, пользуясь этим соотношением, из статистических соображений определяется число α-частиц, отклоненных на данный угол.

Назовем относительное отклонение α-частицы и ядра через 2 μ. Тогда в случае тяжелого ядра, рассмотренном Rutherford'ом имеем (см. примечание [4]),

$$tg\,\mu = \frac{b}{2p} = \frac{Ne\,.\,E}{pV^2}\,\frac{1}{M},$$

где p — попрежнему, перпендикулярное расстояние от ядра до первоначального направления скорости α-частицы. Чтобы найти относительное отклонение в общем случае следует, как известно, заменить $\frac{1}{M}$ через сумму $\frac{1}{M} + \frac{1}{m}$. Таким образом имеем

$$tg\,\mu = \frac{Ne\,E}{pV^2}\left(\frac{1}{M} + \frac{1}{m}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (4')$$

Из рассмотрения относительного положения векторов начальной и конечных скоростей легко показать, что

$$tg\,2\mu = \frac{v \sin\varphi + u \sin\theta}{v \cos\varphi - u \cos\theta},$$

при чем в частном случае Rutherford'а ($u = o$) эта формула, как и следовало ожидать, дает $tg\,2\mu = tg\,\varphi$ и $\varphi = 2\mu$. Пользуясь соотношениями (1) и (2) можно показать, что правая часть написанного уравнения тождественно равна $-tg\,2\theta$ Следовательно

$$tg\,2\mu = -tg\,2\theta$$

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \mu \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (A)$$

Воспользовавшись соотношением (*A*) формулу (4') напишем так

$$p = tg\,\theta\,\frac{Ne\,.\,E}{V^2}\left(\frac{1}{M} + \frac{1}{m}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (4)$$

Заметим еще, что апсидальное расстояние орбит α-частицы и легкого атома выражается следующей формулой

$$d = \frac{Ne \cdot E}{V^2} \left(\frac{1}{M} - \frac{1}{m}\right) \left(1 + \sec \theta\right) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

В дальнейшей, статистической, части работы, рассуждения Darwin'а совершенно аналогичны рассуждениям Rutherford'а, подробно изложенным в примечании [8]. Не повторяя этих рассуждений дадим сразу окончательный результат. Число сцинцилляций (ν) возбуждаемых α-частицами, рассеянными на угол φ при прохождении слоя толщиною t будет

$$\nu = Q\, t\, n\, \omega \frac{p\, dp}{\sin \varphi\, d\varphi} =$$

$$= Q\, t\, n\, \omega \cdot \frac{1}{V^4} \cdot \frac{(Ne)^2 \cdot E^2}{M^2} \cdot \operatorname{cosec} \varphi \frac{\left[\cot\varphi \pm \sqrt{\operatorname{cosec}^2 \varphi - \left(\frac{M}{m}\right)^2}\right]^2}{\sqrt{\operatorname{cosec}^2 \varphi - \left(\frac{M}{m}\right)^2}} \quad \ldots \quad (6)$$

где ω — телесный угол, внутри которого летят отклоненные α-частицы. Darwin исследует эту формулу для трех различных случаев 1) $m > M$ (все элементы за исключением гелия и водорода); 2) $m = M$ (гелий) и 3) $m < M$ (водород). В случае 1) Darwin приходит к заключению, что из двух знаков $\pm$ надо брать верхний. Выражение для ν здесь можно разложить в ряд по четным степеням $\frac{M}{m}$. Разложение имеет вид

$$\nu = Q\, t\, n\, \omega \frac{1}{V^4} \cdot \frac{(Ne)^2 \cdot E^2}{M^2} \cdot \frac{1}{4} \left\{ \operatorname{cosec}^4 \varphi - 2 \left(\frac{M}{m}\right)^2 + \right.$$

$$\left. + \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \varphi\right) \left(\frac{M}{m}\right)^4 + \ldots \ldots \right\}$$

С этой формулой нам придется встретиться в статье Chadwick'а (см. стр. 114). Если в разложении оставить только первый член, то, как легко видеть, получается формула Rutherford'а (см. стр. 14 и 165).

В случае 3) (водород) имеем $m = \frac{1}{4} M$. Подкоренная величина в формуле (3а) становится отрицательной при $\varphi > 14^\circ\, 29'$. Это значит, что не может быть α-частиц, отклоняющихся на бо́льший угол. Для меньших углов можно брать оба знака перед радикалом. Следовательно, в водороде получается две группы α-частиц для каждого угла φ. Одна из этих групп будет иметь скорость

$$v_1 = V \cdot \frac{1}{5} \left[4 \cos \varphi + \sqrt{1 - 16 \sin^2 \varphi}\right],$$

а другая — скорость

$$v_2 = V \cdot \frac{1}{5} \left[4 \cos \varphi - \sqrt{1 - 16 \sin^2 \varphi}\right].$$

Каждой из них будет соответствовать свое значение угла θ из формулы (3b). Полное число сцинцилляций вызванных α-частицами при прохождении через водород будет

$$\nu = Q\, t\, n\, \omega \frac{1}{V^4} \cdot \frac{(Ne)^2\, E^2}{M^2} \operatorname{cosec}^3 \varphi$$

$$\frac{(\cot g\, \varphi + \sqrt{\operatorname{cosec}^2 \varphi - 16})^2 + (\cot g\, \varphi - \sqrt{\operatorname{cosec}^2 \varphi - 16})^2}{\sqrt{\operatorname{cosec}^2 \varphi - 16}}.$$

К этим сцинцилляциям должны присоединяться еще сцинцилляции вызванные самими водородными атомами пришедшими в движение, вследствие столкновений с α-частицами. Число их (ν') можно найти из той же формулы (6) если в ней заменить φ через θ и положить $\frac{M}{m} = 4$. Имеем, после преобразований

$$\nu' = Q\, n\, t\, \omega \frac{1}{V} \cdot \frac{e^2\, E^2}{M^2} \cdot 25 \sec^3 \theta, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6a)$$

ибо в случае водорода, очевидно, $Ne = e$ ($N = 1$). Пользуясь формулой (2a) можно показать, что эти последние сцинцилляции должны наблюдаться при пробегах больших пробега α-частиц. В самом деле, рассмотрим центральное столкновение между α-частицей и ядром водорода ($\theta = 0$). Тогда

$$u = 2V \frac{M}{M + m},$$

полагая здесь $m = 1$ и $M = 4$, получим

$$u = \frac{8}{5} V = 1{,}6\, V$$

H. Geiger показал, что пробег α-частицы связан с ее скоростью следующим соотношением [1])

$$R = a\, V^3.$$

Предполагая, что эта формула применима и к быстро движущимся атомом водорода, мы должны ожидать, что пробег таких „H-частиц" должен быть в $\left(\frac{8}{5}\right)^3$, т. е. приблизительно в 4 раза больше пробега вызывающих их α-частиц.

[3] В следующей табличке приведены числовые результаты Marsden'a [2]).

Расстояние источника α-лучей от экрана Z	Число сцинцилляций в минуту
24 см.	Конец пробега α-частиц
38 „	10,0
50 „	5,5
87 „	0,5

[1]) E. Rutherford, Radioactive Substances p. 164.
[2]) Marsden, Phil. Mag. 27, p. 824, 1914.

[9] Чтобы убедиться в том, что частицы возбуждающие эти сцинцилляции возникают в окружающем газе, а не в радиоактивном источнике, Marsden произвел следующий контрольный опыт: между источником α-лучей (*S*) и экраном (*Z*) помещались алюминевые листки в двух положениях — 1) в близи *S* и 2) вблизи *Z*. При этом были получены следующие результаты:

Давление водорода	Положение *A l* листка	Число сцинцилляций в минуту
1,5 см. *Hg*	Вблизи *Z*	0,7
76 см. *Hg*	Вблизи *S*	0,13
76 см. *Hg*	Вблизи *Z*	7.75

Сравнение этих чисел показывает, что частицы с пробегом до 82 см. возникают действительно в объеме водорода. Таким образом опыты Marsden'a привели к заключению, что при прохождении α-частиц через водород в последнем действительно возникают частицы с пробегом приблизительно в 4 раза большим пробега возбуждающих α-частиц. Как увидим ниже, дальнейшие работы Rutherford'a[1]) с полной убедительностью показали, что эти частицы могут быть только ядрами водорода приведенными в быстрое движение ударами α-частиц.

В позднейшей работе Marsden и Lantsberry[2]) пытались проверить формулу Darwin'a (*6a*) для числа *H*-частиц, выбрасываемых по различным направлениям. Чтобы локализовать возбуждение *H*-частиц, на пути α-лучей ставился тонкий листочек воска (10μ толщиной) Так как α-частица проникает на расстояние порядка 10^{-12} см. от ядра, то в данном случае безразлично берется ли газообразный чистый водород или какое-нибудь водород-содержащее соединение.— Числа полученные Marsden'ом и Lantsberry оказались в несколько раз больше теоретических. Оказалось, что и сам радиоактивный источник (радий *C*, нанесенный на хорошо прокатенной никелевой пластинке) дает такие *H*- сцинцилляции. Эти сцинцилляции были названы „естественными" (natural stintillations); о них см. напр. в работе Rutherford'a „Столкновение α-частиц с легкими атомами. I Водород" стр. 27 настоящего сборника.

[10] Эта закономерность видна, например, из следующих двух табличек:

ТАБЛИЦА 1.

Элемент	*C*	*O*	*Ne*	*Mg*	*Si*	*S*	*A**	*Cu*
Атомный вес $A=4n$.	12	16	20	24	28	32	40*	40

[1]) См. статью „Столкновение α-частиц с легкими атомами. II Скорость атома водорода" стр. 53 настоящего сборника.

[2]) Marsden and Lantsberry, Phil. Mag. 30, p. 240, 1915.

ТАБЛИЦА 2.

Элемент	*F*	*Na*	*Al*	*P*	*Cl*	*K*
Атомный вес $A = 4n + 3$ . .	19	23	27	31	35	39

Отмеченный звездочкой аргон выпадает из закономерности.

[11] За последнее время в лаборатории Rutherford'a C. D. Ellis'ом[1]) были сделаны две весьма интересные работы, посвященные вопросу о механизме возникновения β-лучей и связи между β- и γ-лучами.

[12] Речь идет, очевидно, о так называемых правилах сдвига, установленных Fajans'ом, Soddy и Russel'ем.

[13] Это предположение Rutherford'a не оправдалось. Как известно Aston'у удалось показать, что многие из обыкновенных элементов являются смесью изотопов. Число таких изотопов, например, у ртути или ксенона довольно значительно.

[14] Collision of α Particles with Light Atoms. I Hydrogen By Professor Sir E. Rutherford. Phil. Mag. 37, p. 537, 1919.

[15] Bragg и Kleeman показали, что „задерживающая способность" („Stopping power") элемента пропорциональна корню квадратному из его атомного веса. В случае металлов вес вещества на единицу площади должен быть пропорционален квадратному корню из атомного веса, для того чтобы вполне поглотить α-лучи. Обычно принимают за единицу задерживающую способность „приведенного" атома воздуха: так как задерживающие способности атомов кислорода и азота различаются весьма мало, то „приведенному атому воздуха можно приписать атомный вес 14.4.

Если имеется сложная молекула, содержащая N_1 атомов с атомным весом A_1 и N_2 атомов с атомным весом A_2, то задерживающая способность ее будет $N_1 \sqrt{A_1} + N_2 \sqrt{A_2}$.

Правило Bragg'a выполняется довольно точно.

[16] Rutherford имеет в виду три статьи следующие за данной в настоящем сборнике.

[17] Это потому что радий *A* распадается практически полностью в течение первых 20 минут, а радий *B* α-лучей не дает.

[18] Ср. примечание [5].

[19] Соотношение между скоростью *H*- атомов в направлении под углом θ и максимальной скоростью вытекает непосредственно из формулы (1) в тексте. Так как пробег пропорционален кубу скорости, то называя пробеги соответственно через R' и R_0 найдем

$$\frac{R'}{R_0} = \cos^3 \theta \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

Здесь R'- пробег *H*- атома со скоростью $u_0 \cos \theta$, летящего под углом θ к направлению полета α-частицы. Так как α-частицы падают на экран почти нормально, то пробег R в направлении полета α-частиц связан с R' формулой

$$R = R' \cos \theta \text{ или } R' = R \sec \theta.$$

[1]) C. D. Ellis. Proc. of the Roy. Soc. A, 91, p. 148, 92, p. 251. L. Meitner ZS für Physik 9, p. 131, 1922, Ellis, Ib. 10, p. 303, 1922.

Подставляя в формулу (1) имеем

$$\frac{R}{R_0} = \cos^2 \theta \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

Далее

$$\frac{n}{Q} = 1.46 \,.\, 10^{-6}\, tg^2\, \theta$$

$$tg^2\, \theta = \frac{1 - \cos^2 \theta}{\cos^2 \theta} = \frac{1}{\cos^2 \theta} - 1.$$

Принимая это во внимание и пользуясь формулой (1) находим

$$\frac{n}{Q} = 1{,}46 \,.\, 10^{-6} \left(\sqrt{\frac{R_0}{R}} - 1 \right)$$

Однако, найденная формула не точна (см. об этом примечание [21]).

[20] Приведенная кривая представляет собою точную копию оригинальной. Несоответствие с текстом (падение начинается почти у 23 см., а не у 19, как сказано в тексте) объясняется, повидимому, плохим выполнением оригинального чертежа. На чертеже 5 такого несоответствия уже нет.

[21] По поводу дальнейших работ своей лаборатории в этом направлении Rutherford напечатал интересное письмо в редакцию Philosophical Magazine [1]), которое мы приведем полностью:

„В двух статьях напечатанных в Вашем журнале [2]), я сообщал об опытах по вопросу о столкновении α-частиц с атомами водорода. В этих опытах я определял по методу сцинцилляций число *H*-атомов, приведенных в быстрое движение. Счет сцинцилляций микроскопом употреблявшимся в то время являлся весьма трудной задачей. Однако, за последнее время, благодаря употреблению голоскопических линз с большой апертурой и соответствующих окуляров, недавно сконструированных в Англии, счет таких слабых сцинцилляций значительно облегчился и стал более надежным. В старой установке, пользуясь сложным пучком *H*-атомов с различными скоростями, наблюдатель легко мог упустить более слабые сцинцилляции медленных *H*-атомов в присутствии ярких сцинцилляций вызванных быстрыми *H*-атомами.

Точное определение зависимости числа *H*-частиц от угла, под которым они выбрасываются при различных скоростях α-частиц весьма важно для выяснения природы и распределения сил при таких тесных столкновениях, когда ядра сближаются на расстояние $3 \,.\, 10^{-13}$ см. Эта проблема исследуется в Кавендишевской лаборатории двумя методами. Электрический балансный метод, разработанный Mc. Aulay'ем имеет то большое преимущество, что он не требует напряжения глаза при счете и если электрический эффект достаточно силен, то получающиеся результаты не зависят от случайных флюктуаций, из за которых приходится считать такое большое число частиц при пользовании методом сцинцилляций. Этот электрический метод дает приблизительные количественные данные и имеет известные преимущества перед методом сцинцилляций при исследовании эффекта *H*-атомов вблизи от конца их пробега, где вызванная ими ионизация на единицу длины пути возрастает вследствие уменьшения их скорости. Соотношение между числом *H*-атомов, выброшенных под различными углами с направлением первичных α-лучей исследуется Chadwick'ом и Bieler'ом при

[1]) Phil. Mag. February 1921, p. 307.

[2]) См. стр. 26 и 53 настоящего сборника.

помощи метода сцинцилляций. Общие результаты полученные до сих пор при помощи этих новых методов указывают, что число освобождаемых H-атомов значительно превосходит теоретическое число, которое можно было ожидать если бы ядра были точечными зарядами и, возможно, даже больше полученного мною. Подтвердилось также наблюдение, что при больших скоростях α-частиц H-атомы выбрасываются преимущественно в направлении полета α-частиц, но не в той степени как показали первые опыты. Непосредственный метод, применяемый Chadwick'ом и Bieler'ом указывает, что даже для быстрых α-частиц получается известное количество более медленных H-атомов. Изучение связи между числом H-атомов и углом их выталкивания должно доставить важные данные для выяснения структуры ядер и сил действующих между ними. К сожалению, эти опыты со счетом требуют большого количества времени, так что приходится подождать пока будут получены необходимые данные для сравнения теории с опытом.

Считаю уместным воспользоваться этим случаем, чтобы указать на один промах в моей оригинальной работе (см. стр. 37). При вычислении пробега H-атомов, рассеянных на угол θ с первоначальным направлением α-лучей, в качестве поправочного фактора для абсорбции в экспериментальных условиях был принят $\cos\theta$. Несколько времени тому назад Darwin обратил мое внимание на то, что это дает лишь грубое приближение, и что средняя величина поправочного фактора есть сложная функция θ, которую легко вычислить".

Намеченные в этом письме работы в настоящее время уже опубликованы [1]. Интересно отметить, что в результате Chadwick и Bieler пришли к заключению, что α-частица, при ударе ведет себя как упругий сфероид с полуосями около $8 \cdot 10^{-13}$ и $4 \cdot 10^{-13}$, при чем движение происходит в направлении меньшей оси.

[22] Collision of α Particles with Light Atoms. II. Velocity of the Hydrogen Atom. By Professor Sir E. Rutherford F. R. S. Phil. Mag. 37, p. 562, 1919.

[23] Расчет производится следующим образом: разность потенциалов между пластинками

$$v = 10^5 \text{ Volt} = 10^5 \cdot 10^8 \; CGSM = 10^{13} \; CGSM.$$

Так как расстояние между пластинками $d = 0{,}155$ см., то напряжение электрического поля будет

$$X = \frac{v}{d} = \frac{10^{13}}{0{,}155}$$

Это напряжение X электростатического поля эквивалентно магнитному полю $H = 238$ $CGSM$., поэтому

$$Hev - Xe = 0$$

$$v = \frac{X}{H} = \frac{10^{13}}{0{,}155 \cdot 238} = 2{,}71 \cdot 10^{9} \frac{\text{см.}}{\text{сек.}}$$

[24] Атомам с пробегом 9 см. посвящена следующая статья; кроме того в статье „Нуклеарное строение атома" описываются результаты опытов, поставленных с целью выяснения их природы. Как увидим

[1]) C. G. Darwin, Phil. Mag. 41, p. 486, 1921.
A. L. Mc. Aulay. Phil. Mag. 42, p. 892, 1921.
J. Chadwick and E. S. Biler. Phil. Mag. 42, p. 923, 1921.

впоследствии (см. примечание [30]), в самое последнее время Rutherford пришел к заключению, что эти частицы с пробегом в 9 см. возникают не в газе, но в самом радиоактивном источнике и представляют собою особый вид α-лучей. Таким образом, неудивительно, что они дают более яркие сцинцилляции нежели *H*-атомы.

[25] См. E. Rutherford. Radioactive Substances, p. 150.

[26] Collision of α Particles with Light Atoms. III Nitrogen and Oxygene Atoms. By Professor Sir E. Rutherford. Phil. Mag. **37**, p. 571, 1919.

[27] По-английски такие атомы называются „recoil atoms". За отсутствием подходящего термина в русском языке мы переводим его описательно.

[28] В оригинале для гипотетического атома с массой 3 дана ошибочная цифра 5,05.

[29] Подобная вариация пробега (Straggling, „продольное рассеяние") наблюдается, напр., у α-частиц. Geiger[1]) подсчитывал количество сцинцилляций возбуждаемых весьма тонким пучком α-частиц на различных расстояниях от источника. Оказалось, что число это сохраняется постоянным почти на всей длине пробега и начинает убывать лишь на расстоянии 1 см. от конца его, при чем на последних 5 мм. оно быстро падает до нуля. „Продольное рассеяние" объясняется небольшими вариациями скорости α-частиц в зависимости от различного числа столкновений вдоль их пути.

[30] Позднейшая работа A. B. Wood'a[2]) показала, что по крайней мере 92% частиц с большим пробегом, даваемых активным налетом тория возникает в самом радиоактивном препарате.—Как будет видно из статьи „Нуклеарное строение атома", Rutherford считал одно время частицы с большим пробегом возникающие в *O* и *H* атомами с массой 3 и двойным положительным зарядом (изотоп гелия X_3^{++}). С этой точки зрения он определял массу частиц с пробегом 11,3 см. даваемых торием *C*[3]). Сравнительное изучение магнитного отклонения этих частиц и α-частиц с пробегом 8.6 см. показало, что первым следует приписать массу 4, а не 3. По поводу последних результатов Rutherford'a относительно природы атомов с пробегом 9 см., возникающих в кислороде и азоте см. примеч. [26].

[31] Collision of α Particles with Light Atoms. IV. An Anomalous Effect in Nitrogen. By Professor Sir E. Rutherford. Phil. Mag. **37**, p. 581, 1919.

[32] Однако, впоследствии Rutherford обнаружил, что частицы из азота имееют пробег в 40 см. (см. статью 9-ю этого сборника. стр, 127).

[33] Такая необычайная устойчивость ядра гелия свидетельствует об очень большой „теплоте образования его" из четырех водородных ядер. Пользуясь соотношением между массой и энергией, эту теплоту можно вычислить[4]). Атомный вес гелия меньше учетверенного атомного веса водорода:

$$\Delta m = 4 \,.\, 1{,}0077 - 4{,}00 = 0{,}03\ ^{5)}.$$

---

[1]) H. Geiger. Roy. Soc. Proc. A, **83**, p. 505, 1910.

[2]) A. B. Wood. Phil. Mag. **41**, p. 575, 1921.

[3]) E. Rutherford. Phil. Mag. **41**, p. 570, 1921.

[4]) W. Lenz. Die Naturwissenschaften **8**, p. 181, 1920.

A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, p. 116. 3. Aufl., 1922

[5]) Rutherford уже в 1914 году указывал на то, что уменьшение массы атома гелия по сравнению с учетверенной массой водородного атома можно объяснить чрезвычайной компактностью расположения структурных единиц в ядре гелия. (См. статью „Строение атома" стр. 23 настоящего сборника).

Этот „дефект массы" можно отнести на счет выделения энергии при образовании ядра гелия. Соотношение между массой и энергией, как известно, таково

$$E = mc^2,$$

где c—скорость света. Следовательно энергия образования гелия расчитанная на грамм-атом будет

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2 = 0{,}03\ c^2.$$

Очевидно, что и обратно, для разложения ядра гелия нужно затратить работу $0{,}03\ c^2$; таким образом эта величина дает нам меру устойчивости ядра *He*. Для сравнения вычислим кинетическую энергию наиболее быстрой α-частицы, именно—α-частицы радия *C*. Ее скорость $v = 2 \cdot 10^9 \frac{\text{см.}}{\text{сек.}} = \frac{2}{30} c$. Таким образом

$$\frac{1}{2} m_{He} v^2 = 2\ m_H \cdot \left(\frac{2}{30}\right)^2 c^2 = 0{,}009c^2$$

Мы видим, что „энергия образования" ядра гелия в три раза превосходит кинетическую энергию α-частиц радия *C*. Необычайная устойчивость ядра гелия этим объясняется вполне. Разделяя величину $0{,}03c^2$ на механический эквивалент $4{,}19 \cdot 10^{10}$, мы выразим „теплоту образования" для грамм-атома ядер гелия в больших калориях

$$Q = \frac{0{,}03c^2}{4.19 \cdot 10^{10}} = 6{,}3 \cdot 10^9\ \text{Cal.}$$

Величина огромная, особенно если вспомнить, что теплоты образования для обыкновенных химических процессов имеют порядок 100 Cal.

[34] Nuclear Constitution of Atoms. By Sir E. Rutherford (Bakerian Lecture, delivered June 3. 1920). Proceedings of the Royal Society A, 97, p. 374, 1920.

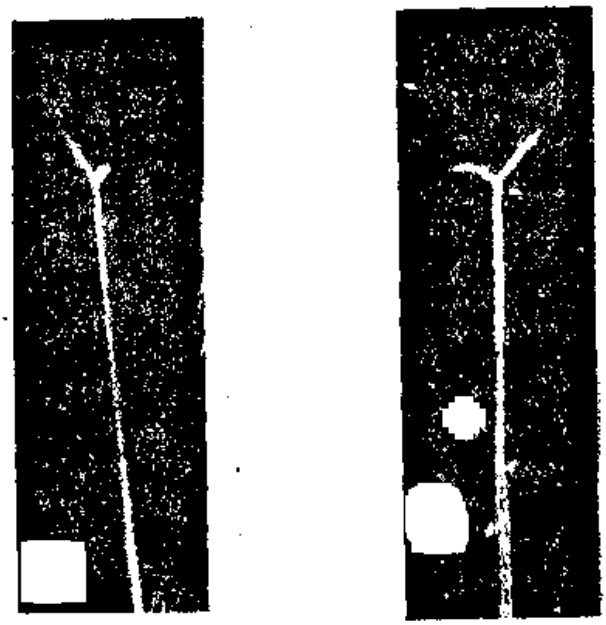
[35] Как и в таблице на стр. 66 для массы 3 в оригинале дано ошибочное число 5,06.

[36] В настоящее время Rutherford уже отказался от этого заключения. Вот, что сообщает он в своей лекции, прочитанной 9-го февраля 1922 года в Лондонском химическом обществе: „Несколько времени тому назад я нашел, что когда источником служит радий *C*, то наблюдается небольшое число ярких сцинцилляций, которым соответствует максимальный пробег около 9 см. Естественно было прежде всего предположить, что эти сцинцилляции вызываются новым видом α-лучей, исходящих от радиоактивного источника. Однако, влияние алюминиевых экранов на уменьшение пробега этих частиц навело меня сперва на мысль, что они возбуждаются в объеме исследуемого газа, т. е. кислорода или азота. Сравнивая отклонение в магнитном поле этих лучей и *H*-частиц, полученных из водорода, я заключил, что первые должны состоять из атомов с массой около трех и двумя положительными зарядами. Дальнейшие опыты привели меня к убеждению в ненадежности употреблявшегося мною метода фиксации источника излучения, ввиду резко выраженных колебаний в толщине металлической пластинки. Пользуясь более прямым и простым методом, я недавно убедился в том, что, во всяком случае, в опытах с кислородом частицы возникали в радиоактивном источнике, а не в окружающем газе. При таких условиях сравнительный метод оценки масс частиц становится уже ненадежным. Для того, чтобы окончательно выяснить природу этого излучения требуется еще большое количество опытов,

Однако, все говорит за то, что оно состоит из частиц с массою 4, которые излучаются радиоактивным источником и характеризуют собою новый вид превращения радия C^{α} [1]).

[37] „Разветвленные" пути α-частиц впервые были сфотографированы D. Bose[2]) (фотография Bose помещена, например, в известной книге Fajans'a, Radioaktivität etc. См. стр. 85 русского перевода этой книги). Прибор Shimizu уже описан, и кроме того, в особой предварительной заметке, сообщены некоторые результаты относительно разветвленных путей[3]). Мы воспроизводим здесь любопытную фотографию Shimizu. Она дает один и тот же путь α-частицы в воздухе, сфотографированный в двух взаимно перпендикулярных направлениях; увеличение по отношению к натуральным размерам — 5,5.

Среди сфотографированных 3000 путей α-частиц Shimizu нашел 11 разветвленных, вроде приведенного на рисунке и около 35



имеющих короткое ответвление, как на известной фотографии Wilson'a. Хотя отсюда еще нельзя выводить какой процент таких путей встречается вообще, все же это наблюдение несколько неожиданно, ибо метод сцинцилляций показывает, что только одна из 100000 α-частиц создает на своем пути быстро движущийся атом. Объяснить такое противоречие можно только тем, что метод Shimizu позволяет непосредственно наблюдать выталкивание атомов, пробег которых может и не превосходить пробег падающей α-частицы. Длины обоих ветвей таковы, что не исключена возможность, что образующие их атомы обладают равной массой. Таким образом, возможно, что здесь перед нами — процесс разрушения атомного ядра, сопровождаю-

[1]) E. Rutherford, Journal of the Chemical Society. London, March 1922 (N 113), p. 413.

[2]) D. Bose, Phys. ZS, 17, p. 388, 1916.

[3]) Takeo Shimizu, Proc. of the Roy. Soc. A. 99, p. 425, Ibid. p. 432, 1921.

щийся выбрасыванием ядра гелия. Однако, как Shimizu, так и Rutherford в своей февральской лекции, цитированной в предыдущем примечании высказываются по этому поводу весьма осторожно.

[38] Однако, попытка Glasson'a [1]) обнаружить такие нейтральные дублеты в каналовых лучах в водороде, не дала положительныхъ результатов.

[39] Все рассуждения, основанные на гипотезе о существовании X_3^{++} теперь уже лишены экспериментального фундамента.

[40] The charge of the Atomic Nucleus and the Law of Force. By J. Chadwick. Phil. Mag. 40, p. 734, 1920.

[41] Радиоактивный распад есть явление статистическое. Ввиду этого основной закон распада $N = N_0 e^{-\lambda t}$ выполняется, строго лишь для очень большого числа атомов. Когда же приходится иметь дело с отдельными атомами, то здесь уже обнаруживаются флюктуации. Таким образом, при наблюдении отдельных α-частиц, количество их наблюдаемое в определенный интервал времени должно испытывать колебания около некоторой средней величины. На возможность таких флюктуаций впервые указал E. Schweidler. Исследования главным образом Rutherford'a и его школы показали, что испускание α-частиц есть действительно явление случайное и вполне подчиняется законам теории вероятностей. Об этих исследованиях см. в книге Rutherford'a Radioactive Substances стр. 186. Там же можно найти вывод формул, которыми пользуется автор в настоящей статье (см. стр. 122), а именно „средняя абсолютная ошибка" в зависимости от флюктуаций $E = \pm\sqrt{Z}$, и относительная ошибка $\pm\frac{\sqrt{Z}}{Z} = \pm\frac{1}{\sqrt{Z}}$. Подробную литературу вопроса см. в книге Meyer'a и Schweidler'a. Radioaktivität стр. 43.

[42] Artificial Disintegration of Light Elements By Professor Sir E. Rutherford, Phil. Mag. 42, p. 809, 1921.

[43] Rutherford имеет в виду опыты с магнитным отклонением частиц, описанные в статье „Нуклеарное строение атома". Так как магнитные отклонения H-частиц из водорода и частиц из азота одинаковы, то равны и величины $\frac{mu}{e}$ и $\frac{mu_1}{e}$. Из настоящей работы, однако видно, что в то время как у первых пробег 29 см., у вторых он равен 40 см., т. е. приблизительно в 1,4 раза больше; следовательно, должны быть различными и скорости. Таким образом, на первый взгляд получается противоречие. Это противоречие, однако, устраняется, если мы вспомним, что скорость пропорциональна кубичному корню из пробега. Действительно:

$$\frac{u}{u_1} = \frac{mu}{e} : \frac{mu_1}{e} = \sqrt[3]{1{,}39} = 1{,}11$$

Ошибка в смещении сцинцилляций в 11% конечно, лежит в пределах погрешности опыта у Rutherford'a. Поэтому опыты с отклонением в магнитном поле частиц выбиваемых из водорода вполне убеждают в том, что эти частицы суть действительно ядра водорода так как для частиц с другой массой разница в значениях $\frac{mu}{e}$ была бы гораздо больше.

[44] The Disintegration of Elements by α-Paricles. By Sir E. Rutherford. Phil. Mag. 44, p. 417 (September. 1922).

[45] См. стр. 123.

[46] См. стр. 79.

---

[1]) J. L. Glasson, Phil. Mag. 42, 598. 1921.

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА—ПЕТРОГРАД.

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ.

Серия книг под общей редакцией А. Д. Архангельского, Н. К. Кольцова, В. А. Костицына, П. П. Лазарева и Л. А. Тарасевича. При ближайшем участии в редакционной работе В. М. Арнольди, В. Ф. Кагана, Т. К. Молодого, В. В. Шарвина и Э. В. Шпольского.

ВЫШЛИ ИЗ ПЕЧАТИ:

№ 1. К. Фаянс. Радиоактивность. Перевод и дополнения Э. В. Шпольского.

№ 3. Э. Рёзерфорд. Строение атома и искусственное разложение элементов. Работы 1919—1922 гг. Подготовил к печати Э. В. Шпольский.

ПЕЧАТАЮТСЯ:

Омоложение. Сборник статей под редакцией Н. К. Кольцова.

А. Вейль. Внутренняя секреция. Перевод под редакцией Н. К. Кольцова.

Э. Фрейндлих. Основы теории тяготения Эйнштейна. Перевод под редакцией В. К. Фредерикса.

Р. Гольдшмидт. Механизм и физиология определения пола. Перевод под редакцией Н. К. Кольцова.

Э. Борель. Случай. Перевод под редакцией В. А. Костицына.

П. П. Лазарев. Современные проблемы биологической физики.

Т. Морган. Структурные основы наследственности. Перевод под редакцией В. Н. Лебедева.

ГОТОВЯТСЯ К ПЕЧАТИ:

Нернст. Мироздание в свете новых исследований. Перевод Г. С. Ландсберга.

Вегенер. Происхождение лунных кратеров. Перевод под редакц. А. Д. Архангельского.

Аррениус. Жизненный путь планет. Перевод под редакцией В. А. Костицына.

Аррениус. Количественные законы биологической химии.

Гендерсон. Среда жизни.

Меллер. Электронные трубки и их технические применения.

Б. В. Ильин. Молекулярные силы и их роль в природе.

А. П. Павлов. Лик Земли и лик Луны.

М. В. Павлова. Вымирание животных в прошедшие геологические эпохи.

Ж. Перрен. Атомы.

Ю. А. Крутков. Необратимые процессы и их статистическое толкование.

Вегенер. Происхождение континентов и океанов.

Кейт Люкас. Распространение нервного импульса.

Э. Борель. Пространство и время.

Т. И. Юдин. Евгеника.

Нильс Бор. Три доклада о спектрах и о строении атома. Перевод С. И. Вавилова.