НЕЙТРОН *

Дж. Чадвик, Кэмбридж

1. Введение. В одной из прежних работ [1] я показал, что некоторые легкие элементы при бомбардировке их α-частицами испускают лучи, содержащие, между прочим, частицы с массой, равной массе протона, и в то же время не несущие электрического заряда. Эти частицы, названные нейтронами, обладают рядом весьма интересных свойств Некоторые из этих свойств, — наиболее поразительные, описаны в работе, упомянутой выше, а также в работах д-ра Фэзера [2] и Ди [3], опубликованных вместе с упомянутой моей работой [1]. Наиболее характерным свойством являются способность нейтронов „игнорировать" атомы материи, сквозь которую они проходят, и их большая проникающая способность.

Из измерений импульсов, сообщенных нейтронами различным атомам, была определена их масса, оказавшаяся тождественной с массой протона. В то же время большая проникающая способность нейтронов показывает, что они не могут нести сколько-нибудь заметного электрического заряда.

Потеря энергии нейтронов, проходящих сквозь материю, имеет место вследствие столкновений с атомными ядрами, а не с электронами. Опыты Ди показали, что первичная ионизация вдоль следа нейтрона, летящего в воздухе, меньше 1 пары ионов на 3 *м* пути, в согласии с расчетами Массея, по которым ионизация не должна превышать 1 пары ионов на 10^5 *км*. Такое поведение, конечно, очень сильно отличается от поведения заряженной частицы, вроде протона, который растрачивает свою энергию почти исключительно вследствие столкновений с электронами. Особенно заметна разница между потерей энергии, испытываемой протоном и нейтроном, если предположить, что эти частицы летят с одинаковой начальной скоростью. Протон, летящий со скоростью $3 \cdot 10^9$ *см/сек*, имеет пробег в воздухе около 30 *см*, в то время как нейтрон, движущийся с той же начальной скоростью, будет испытывать в среднем одно столкновение с ядром азота на протяжении 300—400 ярдов, и может пройти несколько миль до полной потери энергии. Столкновения нейтронов с ядрами атомов, хотя и происходят значительно чаще, чем с электронами, все же являются весьма редкими собы-

* Бэкеровская лекция (Backerian Lecture), читанная 25 мая 1933 г. Опубликовано в Proc. Roy. Soc. A, 142, стр. 1, 2 октября 1933 г. Перевод *В. Л. Пульвера.*

тиями вследствие того, что электрические силы, действующие между нейтроном и ядром, — слабы, если только эти частицы не сближаются до расстояния 10^{-12} *см*. При такой близкой встрече нейтрон отклоняется от своего пути, а отброшенное ядро приобретает скорость, достаточную для того, чтобы вызвать ионизацию.

Ядра, подвергнувшиеся столкновениям с нейтронами, вследствие этого могут быть обнаружены измерениями ионизации в ионизационной камере с чувствительным электрометром или электрическим счетчиком либо по следам, появляющимся в камере Вильсона.

Таким образом нейтроны могут быть обнаружены только косвенным методом, с помощью наблюдений атомов, испытавших столкновения с нейтронами.

Это делает их изучение трудным и длительным, особенно, если принять во внимание, что не все отброшенные атомы могут быть зарегистрированы нашими приборами.

Природа и свойства нейтрона представляют интерес не просто потому, что это новый объект изучения, но также и потому, что нейтрон, вероятно, является очень существенным элементом структуры материи.

В настоящее время предполагают, что атомные ядра состоят из протонов и нейтронов; тогда факт, что масса ядра всегда в два или больше раза превышает его заряд, означает, что материя должна содержать нейтроны в большем количестве, чем протоны.

В этой статье я дам краткий обзор наших сведений о нейтроне и укажу направления, в которых в настоящее время идет изучение этого вопроса.

2. Освобождение нейтронов. Появление нейтронов до сих пор наблюдалось только при бомбардировке некоторых элементов α-частицами. Этот процесс можно представить как захват α-частицы атомным ядром, сопровождающийся образованием нового ядра и освобождением нейтрона. Новое ядро должно при этом иметь заряд на две единицы, а массу на три единицы выше, чем первоначальное ядро. „Выход“ нейтронов весьма мал и сравним с „выходом“ протонов при искусственном превращении элементов, происходящим под действием бомбардировки α-частицами. Наибольшим эффектом обладает бериллий, у которого „выход“, повидимому, достигает 30 нейтронов на каждый миллион α-частиц поллония, бомбардирующих толстый слой бериллия.

У элементов с значительно бо̀льшим атомным номером „выход“ чрезвычайно мал — порядка 1—2 нейтронов на миллион α-частиц. „Выход“ может быть увеличен применением α-лучей с большей энергией, например радона и его продуктов распада. Однако при этом обнаружению нейтронов могут помешать γ-лучи источника, если не приняты соответствующие меры предосторожности. Нейтроны были получены из ядер лития, бериллия, бора, фтора, неона, натрия, магния и алюминия. Вероятно, нейтроны можно получить из большинства элементов с более высокими атомными номерами,

вплоть до аргона, если только применять достаточно быстрые α-частицы.

Замечательно, что за исключением гелия, азота, углерода и кислорода ядра всех легких элементов вплоть до алюминия освобождают только нейтроны, тогда как другие, например фтор, выделяют одновременно с нейтронами и протоны. Эти факты должны быть связаны с общими законами строения ядра *. Если ядро элемента с массой атома A и атомным номером Z подвергается изменению вследствие захвата α-частицы и испускания нейтрона, новое ядро будет иметь массу $A+3$ и атомный номер $Z+2$. Далее, у всех известных ядер $A \geqslant 2Z$. Если новое ядро также удовлетворяет этому условию, то

$$A+3 \geqslant 2\ (Z+2)$$

или

$$A \geqslant 2Z+1.$$

Это ограничение не выполняется у ** He_2^4, C_6^{12}, N_7^{14} и O_8^{16}, и мы не должны ожидать, что распад этих ядер будет сопровождаться испусканием нейтронов. Применение вышеуказанных ограничений запрещает также испускание нейтронов у B_5^{10}, Ne_{10}^{20} и Mg_{12}^{24}. В то же время нейтроны могут освобождаться из атомов других изотонов этих элементов.

Случаи фтора и алюминия представляют интерес потому, что эти элементы испускают при бомбардировке α-частицами как одни нейтроны, так и нейтроны вместе с протонами. Можно заключить тогда, что ядра F^{19} и Al^{27} распадаются каким-либо из двух возможных способов. Например, захват α-частицы может вызвать или процесс

$$F_9^{19} + He_2^4 \longrightarrow Ne_{10}^{22} + H_1^1$$

или

$$F_9^{19} + He_2^4 \longrightarrow Na_{11}^{22} + n_0^1;$$

в результате последнего процесса образуется изотоп натрия с массой 22, весьма редко встречающийся в природе. Если ядро атома Na^{22} устойчиво, его масса должна быть меньше, чем масса Ne^{22}, так как в противном случае захват K-электрона вызвал бы превращение $Na^{22} \longrightarrow Ne^{22}$, которое должно сопровождаться выделением энергии. Отсюда следует, что максимальная энергия нейтронов, освобождающихся из фтора, должна быть больше, чем максимальная энергия протонов.

Я не имел еще возможности проверить это заключение, так как „выход" нейтронов у фтора — мал. Если бы можно было доказать,

---

* Следующие соображения были указаны независимо от меня д-ром Фэзером.

** В последующих символах указатель внизу означает заряд ядра, указатель вверху — его массу.

что энергия нейтронов меньше, чем протонов, стало бы законным заключение, что ядра Na^{22} — неустойчивы и превращаются в ядра Ne^{22} путем захвата электронов, испуская при этом лучистую энергию. Аналогичное соображение можно применить для объяснения двоякого преобразования алюминия, сопровождающегося образованием Si^{30} или — в другом случае — неизвестного P^{30}.

3. Бор и бериллий. Наиболее детально исследованы нейтроны, освобождающиеся из атомов бора и бериллия. Эти случаи важны потому, что в большинстве опытов бор и бериллий применялись в качестве источников нейтронов.

Элемент бор состоит из двух изотопов: B^{10} и B^{11}. При бомбардировке бора α-частицами наблюдается появление как нейтронов, так и протонов. Соображения, указанные выше [4], приводят к заключению, что протоны испускаются при распаде B^{10}, а нейтроны — при распаде B^{11}. Распределение скоростей нейтронов, освобождаемых из атомов бора, не было исследовано детально, но результаты экспериментов находятся в согласии с предположением, что нейтроны, испускаемые тонкой пленкой бора под действием монохроматического пучка α-частиц, представляют одну группу частиц, имеющих определенную скорость. α-частицы, летящие со скоростью $1{,}60 \cdot 10^9$ *см/сек*, освобождают нейтроны, имеющие скорости около $2{,}53 \cdot 10^9$ *см/сек*. На присутствие γ-излучения, сопровождающего испускание нейтронов, нет никаких указаний *.

Исследовалась зависимость количества испускаемых нейтронов от скорости бомбардирующих α-частиц. Источник α-частиц — серебряный диск, покрытый слоем полония, помещался в герметическом сосуде на расстоянии 2,05 *см* от приемника с бором.

Нейтроны, испускаемые бором, регистрировались с помощью ионизационной камеры, приключенной через усилитель к осциллографу. Для усиления эффекта вся передняя стенка ионизационной камеры была покрыта слоем парафина, так что отклонения осциллографа получались как под действием атомов азота воздуха, отброшенных нейтронами, так и протонов, выбитых из парафина. Скорости α-частиц, бомбардирующих бор, можно было уменьшать, вводя в сосуд, содержащий источник α-частиц, углекислый газ под давлением 50 *мм*. После каждой такой операции производили подсчет числа отбросов осциллографа. Таким образом добавление углекислого газа позволяло найти зависимость числа испускаемых нейтронов от скорости α-частиц. Результаты ** приведены на рис. 1, на котором ординаты представляют число отбросов осциллографа, получающееся в течение 30 мин., а абсциссы — пробег α-частиц, бомбардирующих бор, вычисленный в предположении, что тормозящее действие углекислого газа в 1,53 раза больше, чем воздуха.

---

* γ-лучи с энергией около 3×10^6 электрон-вольт, излучаемые бором при бомбардировке α-частицами, сопровождают испускание протонов атомом B^{10}.

** Аналогичные результаты получены Кюри и Жолио [5].

Следует заметить, что эта кривая может не вполне точно передавать истинную зависимость числа испускаемых нейтронов от пробега α-частиц. Количество отбросов осциллографа зависит не только от числа нейтронов, но так же и от их скорости; вероятность столкновения нейтрона с атомом азота в камере или с протоном в парафине зависит от скорости нейтрона: чем медленнее движется нейтрон, тем меньше энергия отброшенных атомов и тем больше шансов, что некоторые из этих атомов не дадут измеримого отброса осциллографа.

В настоящее время нет возможности оценить численно влияния этих факторов и вывести из кривой рис. 1 истинную зависимость

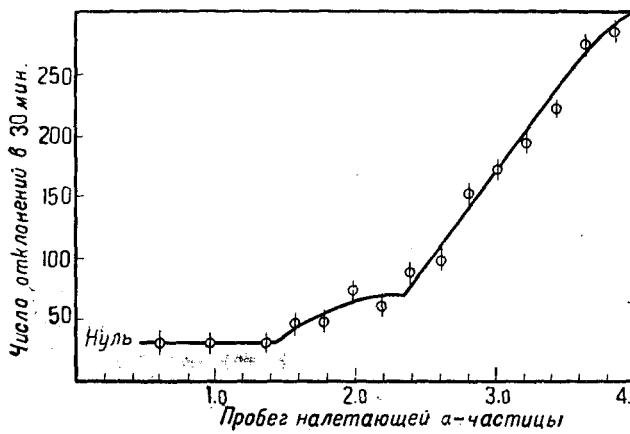

Рис. 1.

количества освобождаемых нейтронов от скорости бомбардирующих α-частиц (длины их пробега).

Из рис. 1 видно, что пока скорость α-частиц такова, что их пробег в воздухе не превышает 1,4 *см*, — нейтронов не наблюдается. С увеличением скорости α-частиц число появляющихся нейтронов возрастает до стационарного значения в небольшом участке кривой, после чего, начиная со скорости, соответствующей пробегу от 2,4 *см* и до максимального значения пробега 3,86 *см*, это число быстро растет. Это позволяет думать, что α-частицы с пробегом 1,4 *см* попадают в ядро атома бора через посредство резонансного уровня, а те α-частицы, пробег которых равен 2,4 *см* и превышает эту величину, проникают в ядро сквозь потенциальный барьер или через его вершину. Соответствующие значения энергии равны $2{,}4 \cdot 10^6$ электрон-вольт для резонансного уровня и около $3{,}7 \cdot 10^6$ электрон вольт для вершины потенциального барьера (или, вернее, для той точки его, начиная с которой α-частицы проникают в заметном количестве). Так как скорость нейтронов, освобождаемых из атомов бора α-частицами данной скорости, известна, можно

найти распределение скоростей нейтронов, испускаемых толстым слоем бора при бомбардировке его α-лучами полония. Резонансный уровень дает группу нейтронов со скоростями около $1{,}07 \cdot 10^9$ *см/сек*, а α-чистицы, проникающие „над" потенциальным барьером, вызывают появление нейтронов, скорости которых могут иметь все значения между 1,9 и $2{,}53 \cdot 10^9$ *см/сек*. Соответствующие значения энергии равны $0{,}6 \cdot 10^6$ V для резонансной („монохроматической") группы, и от 1,9 до $3{,}35 \cdot 10^6$ V для непрерывной „полосы" скоростей. Аналогичным способом были исследованы нейтроны, появляющиеся при бомбардировке толстого слоя бериллия α-частицами различных скоростей.

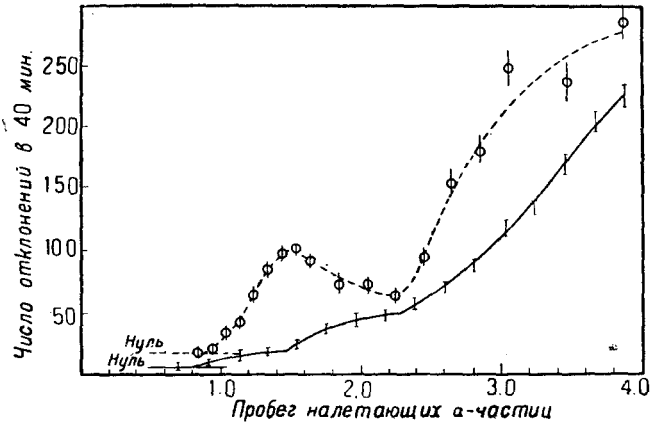

Рис. 2.

Результаты представлены на рис. 2.

Кривая (сплошная) заставляет предполагать существование двух резонансных уровней, первый из которых соответствует α-частицам с пробегом 0,80 *см*, а второй — 1,46 *см*, проникающим в атом бериллия. Быстрое возрастание количества освобождающихся нейтронов имеет место, когда пробег α-частиц начинает превышать 2,25 *см*. Это соответствует α-частицам, проникающим сквозь потенциальный барьер и над ним. Значения энергии резонансных уровней около $1{,}4 \cdot 10^6$ и $2{,}5 \cdot 10^6$ электрон-вольт, а проникновение через вершину барьера начинается при энергии около $3{,}5 \cdot 10^6$ электрон-вольт. Как и следовало ожидать, „высота" потенциального барьера у бериллия немного меньше, чем у бора.

Существование резонансных уровней атома бериллия было подтверждено измерением количества нейтронов, испускаемых тонкими пленками бериллия. Последние изготовлялись испарением в пустоте небольшого количества чистого бериллия и конденсацией его на охлажденный медный диск. Полученная таким образом тонкая пленка, хотя и не вполне однородна по толщине, все же подходит для настоящих целей. Все измерения проводились поочередно

с препаратом массивного слоя бериллия и с тонкой пленкой, устанавливаемыми в одно и то же место прибора. Результаты представлены пунктирной кривой на рис. 2. Первый резонансный уровень лишь смутно намечается на этой кривой, в то время как второй уровень виден отчетливо. Имеет место весьма определенное уменьшение числа нейтронов, испускаемых тонкой пленкой, когда пробег α-частиц возрастает с 1,6 до 2,2 *см*, после чего следует быстрый подъем, соответствующий α-частицам, проникающим через вершину барьера. Соответствие между этой кривой и сплошной кривой на рис. 2, представляющей зависимость количества нейтронов от скорости α-частиц для толстого слоя бериллия, — не полное. Расхождения, вероятно, должны быть приписаны изменениям в геометрическом расположении частей аппаратуры, происходящим во время замены большой массы бериллия тонкой пленкой, а также неоднородностью толщины пленки.

Кривая, полученная для толстого слоя бериллия, не очень отличается от кривых Разетти[6] и Кюри и Жолио[5], являющихся результатом аналогичных опытов, или от найденной Беккером и Боте[7] функции возбуждения — γ-лучей бериллия, бомбардируемого α-частицами. Следует ожидать, что оба эти процесса — испускание нейтронов и γ-лучей — должны иметь аналогичные функции возбуждения, так как оба явления происходят при проникновении α-частиц в ядро атома бериллия, а функция возбуждения выражает вероятность попадания в ядро α-частиц различных скоростей. Эти два процесса связаны более тесно. Беккер и Боте нашли, что энергия γ-лучей не зависит от энергии падающих α-частиц и может быть больше последней. Как указали эти авторы, это означает, что испускание γ-лучей не является независимым процессом, вероятно, он сопровождает испускание нейтронов, подобно тому как γ-лучи B^{10} сопровождают испускание двух групп протонов. С этой точки зрения мы могли бы ожидать найти две группы нейтронов, испускаемых тонким слоем бериллия, бомбардируемого однородным пучком α-частиц. Некоторые факты позволяют думать, что это так. Кюри, Жолио и Савель[8] нашли, что протоны, выбитые из парафина нейтронами, освобожденными в толстом слое бериллия, бомбардированного α-частицами полония, состоят преимущественно из частиц с максимальным пробегом в воздухе около 28 *см* и, кроме того, небольшого числа частиц с максимальным пробегом около 70 *см*. Это указывает, что основная группа нейтронов имеет максимальную скорость около $2{,}9 \cdot 10^9$ *см/сек* и что имеется также небольшое число нейтронов со скоростями до $3{,}8 \cdot 10^9$ *см/сек*. Без дальнейших опытных данных нет возможности выяснить, как появляются эти группы.

В моих опытах я изучал нейтроны, испускаемые толстым слоем бериллия и тонкой пленкой его. Нейтроны проходили сквозь слой парафиновой массы, нанесенной на переднюю стенку ионизационной камеры. Уменьшение количества протонов, выбитых из парафина нейтронами, происходящее при введении между парафиновым слоем

и ионизационной камерой алюминиевых экранов, позволяло определять их пробег.

Большинство протонов, выбитых нейтронами из тонкой пленки бериллия, имело пробег в воздухе от 23 до 24 *см* (рис. 3). Присутствовали также значительно более быстрые протоны, но их число было весьма мало. Имеются указания на то, что максимальный пробег в воздухе достигал 100 *см*, но различие между числом отбросов осциллографа с парафином и без него было настолько мало, что пробег этих быстрых протонов не мог быть измерен точно.

Результаты, полученные с толстым слоем бериллия, также показали присутствие группы протонов с пробегом 24 *см* и, кроме того, протонов с пробегом от 65 до 75 *см*; имеются сомнительные указания на присутствие еще более быстрых протонов.

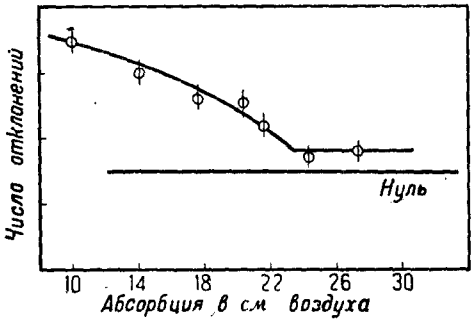

Рис. 3.

Заключения, которые можно сделать на основании этих опытов, не очень определенны. Можно утверждать однако, что нейтроны, освобождаемые в атомах бериллия α-частицами полония, имеющими скорость $1{,}6 \cdot 10^9$ *см/сек*, составляют по крайней мере две группы; одна, более многочисленная, состоит из медленных нейтронов, летящих со скоростями $2{,}8 \cdot 10^9$ *см/сек* (энергия $4{,}1 \cdot 10^6$ электрон-вольт); другая группа быстрых частиц состоит из нейтронов, имеющих скорости, вероятно превышающие $4 \cdot 10^9$ *см/сек* (энергия больше $8 \cdot 10^6$ электрон-вольт). Остается рассмотреть, как эти результаты можно применить для объяснения процесса распада. Я предполагаю, что имеет место процесс:

$$Be_4^9 + He_2^4 \rightarrow C_6^1 + n_0^1.$$

Массы всех ядер известны нам с достаточной точностью; измерения Бэйнбриджа дают для Be^9 величину 9,0132; из измерений Астона $He^4 = 4{,}00106$ и $C^{12} = 12{,}0003$; наконец, масса нейтрона равна 1,0067 (см. § 4). Предполагая, что имеет место закон сохранения энергии и количества движения, можно вычислить скорость и энергию нейтрона, освобожденного α-частицей полония (скорость равна $1{,}60 \cdot 10^9$ *см/сек*, энергия равна $5{,}3 \cdot 10^6$ электрон-вольт). Его скорость равна $4{,}77 \cdot 10^9$ *см/сек*, а энергия $11{,}9 \cdot 10^6$ электрон-вольт. Эти величины значительно больше, чем найденные во всех опытах, описанных выше. Такие быстрые нейтроны могут выбивать протоны с пробегом в воздухе около 150 *см*, тогда как самые быстрые протоны, найденные экспериментально, обладают пробегом в 70 *см*; есть, однако, указания на присутствие протонов, имеющих

пробег больше 100 *см*. Аналогичные указания на присутствие быстрых нейтронов дает исследование осциллограмм, на которых зарегистрированы отклонения, получающиеся в результате появления в ионизационной камере атомов, отброшенных нейтронами. Величина отклонения осциллографа пропорциональна, по крайней мере приблизительно, энергии атома отдачи и в то же время, для данного атома, пропорциональна энергии сталкивающегося с ним нейтрона.

Нейтроны, испускаемые тонким слоем бериллия, бомбардируемого α-частицами полония (не заторможенными никаким газом), впускались в герметическую ионизационную камеру, которую наполняли азотом, кислородом и аргоном. Для каждого газа было зарегистрировано большое число отклонений осциллографа. Исследование осциллограмм, полученных со всеми тремя газами, показало очень отчетливо присутствие интенсивной и резко выраженной группы отброшенных атомов, происхождение которых было приписано группе нейтронов с энергией около $4 \cdot 10^6$ электрон-вольт и, кроме того, менее многочисленной группы, содержащей атомы отдачи с большей энергией. Наибольшая энергия, соответствующая этой группе, приблизительно в три раза превышает энергию нейтронов первой группы, что составляет около $12 \cdot 10^6$ электрон-вольт. Разделение атомов на эти две группы произведено с помощью подсчета количества ионов, соответствующего отклонению осциллографа, что позволяет найти энергию атомов, отброшенных в результате столкновения. Такое измерение, однако, косвенно и несколько не точно. С этими оговорками опыты делают почти очевидным отсутствие нейтронов с энергией, превышающей $12 \cdot 10^6$ электрон-вольт. Некоторые данные были получены также Фэзером, который измерял пробег отброшенных атомов азота, кислорода и углерода в камере Вильсона. Он наблюдал следы, соответствующие энергии нейтронов около $10 \cdot 10^6$ электрон-вольт. Данные Фэзера более непосредственны и достовернее, чем упомянутые выше, но для окончательного определения максимальной энергии нейтронов необходимы дальнейшие опыты.

Я буду предполагать теперь, что энергия группы быстрых нейтронов, испускаемых бериллием, совпадает с энергией, вычисленной для гипотетического процесса распада $Be^9 + He^4 \rightarrow C^{12} + n^1$, и что имеет место закон сохранения энергии и количества движения. С этой точки зрения тонкая пленка бериллия, бомбардируемая α-частицами, летящими со скоростью $1{,}60 \cdot 10^9$ *см/сек*, должна испускать интенсивную группу нейтронов, имеющих скорость $2{,}8 \cdot 10^9$ *см/сек*, и небольшое количество нейтронов, имеющих скорость $4{,}7 \cdot 10^9$ *см/сек*, сопровождаемую жестким γ-излучением.

Этим фактам можно дать объяснение, если представить процесс распада в виде следующей картины. Предположим, что ядро бериллия состоит из α-частицы, двух протонов и трех нейтронов. По некоторым причинам образование другой α-частицы из двух протонов и двух нейтронов не может иметь места (или, вернее, шансы для такой конденсации очень малы). Если это случается, ядро бе-

риллия распадается на две α-частицы и нейтрон. Захват α-частицы ядром бериллия вызывает такую „конденсацию", и ядерный процесс сопровождается при этом испусканием γ-лучей и нейтрона. Последний будет принадлежать к группе медленных нейтронов, обнаруженных в опытах. Иногда, однако, на долю нейтрона приходится вся энергия, и такой процесс соответствует испусканию быстрых нейтронов. С этой точки зрения мы должны получить остаточные ядра C^{12}, состоящие из трех α-частиц, и две группы нейтронов, которые должны были бы различаться по энергии на величину энергии γ-лучей (с поправкой на кинетическую энергию отброшенного ядра C^{12}). Если принять для скоростей двух групп нейтронов значения, данные выше, энергия γ-лучей получится равной $7 \cdot 10^6$ электрон-вольт. Это значительно выше, чем величина $5 \cdot 10^6$ электрон-вольт, найденная Беккером и Боте из измерений пробега в алюминии вторичных электронов, появляющихся под действием этих γ-лучей. С другой стороны, измерения коэфициента поглощения радиации говорят о том, что энергия должна быть несколько выше 5 млн. электрон-вольт, а из наблюдений в камере Вильсона следует, что радиация вызывает появление вторичных электронов, с энергией во всяком случае большей 5 млн. V. Так, Оже наблюдал след одной β-частицы, возникшей под действием этой радиации, которая имела энергию $6{,}5 \cdot 10^6$ электрон-вольт, а из 150 следов электронов, измеренных Блэккетом, Оккиалини и мной, 10 имели энергию между 5 и $7 \cdot 10^6$ V. Если бы они появлялись под действием космических лучей, должно было бы наблюдаться некоторое количество γ-лучей, излученных бериллием, с энергией, близкой к требуемой. С другой стороны, анализ следов приводит к мысли, что большая часть γ-лучей имеет энергию около $5 \cdot 10^6$ V. Нет полной уверенности в определении энергии γ-лучей, испускаемых бериллием, но нет также никаких определенных фактов, говорящих против предложенной схемы атомного распада.

Спектр скоростей нейтронов, испускаемых толстым слоем бериллия под действием α-частиц полония, можно теперь описать следующим образом. Каждый резонансный уровень дает возрастание количества нейтронов, освобождаемых в виде двух монохроматических групп, из которых более медленная — более интенсивна. Группы первого уровня имеют скорости около $1 \cdot 10^9$ *см/сек* и $3{,}92 \cdot 10^9$ *см/сек*, или энергию около $0{,}5 \cdot 10^6$ электрон-вольт и около $8{,}0 \cdot 10^6$ электрон-вольт *. Группы второго уровня имеют скорости около $1{,}68 \cdot 10^9$ *см/сек* и $4{,}18 \cdot 10^9$ *см/сек*, соответствующие энергии около $1{,}47 \cdot 10^6$ и $9{,}1 \cdot 10^6$ электрон-вольт. Благодаря тому, что проникновение через вершину потенциального барьера начинается с α-частиц, имеющих пробег 2,25 *см*, наблюдаются группа нейтронов со скоростями между $2{,}16 \cdot 10^9$ и $2{,}8 \cdot 10^9$ *см/сек* и, следова-

* Группа нейтронов со скоростями около $3{,}8 \cdot 10^9$ *см/сек*, испускаемая толстым слоем бериллия, может относиться к этой малочисленной резонансной группе.

тельно, с энергией между 2,5 и $4,1 \cdot 10^6$ электрон-вольт, и малочисленная группа со скоростями от 4,4 до $4,77 \cdot 10^9$ *см/сек* и соответствующей энергией от 10,1 до $11,9 \cdot 10^9$ электрон-вольт. Таким образом испускание нейтронов толстым слоем бериллия сравнительно сложно. Большинство нейтронов входит в состав медленной группы, и скорости, указанные для них, определены с большой точностью. Следует помнить, что имеются некоторые непосредственные данные о скоростях нейтронов быстрой группы. Полученные значения найдены в предположении, что при процессе распада, идущем определенным образом, имеет место сохранение энергии. Представление о процессе распада может быть проверено двумя путями: обнаружением весьма быстрых нейтронов и измерением энергии γ-лучей.

Эти два пункта сейчас еще не могут считаться вполне выясненными.

Возможно, что либо одно из предположений, сделанных выше, либо оба — неверны. Может оказаться, что захват α-частицы ядром бериллия вызывает полное разрушение ядра, при котором происходит испускание трех α-частиц, нейтрона и γ-лучей. Однако нет оснований тогда ожидать испускания нейтронов двумя определенными группами, как это, повидимому, происходит. Может быть имеют место оба процесса, причем иногда образуется ядро C^{12}, а иногда три α-частицы; тогда должно быть принято в расчет присутствие γ-лучей не только с энергией около $7 \cdot 10^6$ V, но и $5 \cdot 10^6$ V, как это получается из измерений Беккера и Боте.

Ни в одном из проделанных опытов по искусственному преобразованию элементов не было оснований сомневаться в сохранении энергии; в некоторых же случаях можно утверждать, что этот закон выполняется с большой точностью. Если бы он нарушался в нашем частном случае, скорее можно было бы предполагать, что часть энергии идет на движение какой-нибудь еще не обнаруженной частицы. Предположения о возможности существования нейтральных частиц весьма малой массы делались неоднократно, и эти предположения были недавно воскрешены для того, чтобы можно было дать объяснение непрерывному спектру скоростей β-частиц, исходящих от радиоактивных тел. Обнаружить испускание таких частиц было бы очень трудно во всех случаях искусственного превращения элементов вследствие их весьма редкого появления, и наиболее благоприятным случаем для этого, повидимому, является радиоактивный β-распад.

Около двух лет назад мистер Таррант, по моей просьбе, проделал некоторые измерения с целью обнаружить эти нейтральные лучи в излучении радия Е, но мы не могли найти никаких доказательств их существования. В последнее время мы с мистером Ли сделали более тщательное исследование с тем же самым результатом. На основании опытов мы заключили, что если радий Е испускает нейтральные лучи, компенсирующие распределение энергии β-лучей, эти нейтральные лучи должны состоять из частиц с малой

массой и таким малым магнитным моментом, что они не могут вызывать появления в воздухе более чем одной пары ионов на 100 миль пути.

4. Масса нейтрона. В то время как определение импульсов, сообщаемых нейтронами при столкновениях с атомными ядрами, позволяет показать, что масса нейтрона близка к массе протона, это измерение не может быть сделано с большой точностью. Для точного определения массы нейтрона мы должны пользоваться энергетическими соотношениями процесса распада, при котором нейтрон освобождается из атомного ядра. Предполагая, что при распаде имеет место сохранение энергии и импульса, достаточно знать кинетическую энергию нейтрона, освобожденного α-частицей с известной скоростью, чтобы определить его массу, если только известны массы атомных ядер. Я представлял процесс распада как

$$B^{11} + He^4 \longrightarrow N^{14} + n^1.$$

Кинетическая энергия нейтронов, освобожденных α-частицами полония из бора, была найдена измерениями максимального пробега частиц, выбитых из парафина. Пользуясь данными Астона для масс атомных ядер, я получил для массы нейтрона величину 1,0067.

Другое значение может быть получено из процесса:

$$Li^7 + He^4 \longrightarrow B^{10} + n^1.$$

Масса Li^7 лучше всего определена в опытах Коккрофта и Уолтона по разрушению лития быстрыми протонами. Ядро лития захватывает протон и распадается на 2 α-частицы:

$$Li^7 + H^1 \longrightarrow 2\,He^4.$$

Когда Коккрофт и Уолтон пользовались протонами с энергией 300 000 V, пробег α-частиц в воздухе получался у них равным 8,4 *см*, что соответствует энергии 8,7 млн. электрон-вольт. Это приводит к значению массы ядра Li 7,0133. Измерения Астона дают величину 4,00106 для массы He^4 и 10 01075—для B^{10}. Кинетическая энергия нейтронов, освобождаемых из Li^7 α-частицами полония (имеющих энергию 0,00565 единиц массы), не была определена. Она — мала, вероятно менее 0,5 млн. V, так как нейтроны легко поглощаются несколькими миллиметрами свинца. Если мы предположим, что испускаемые нейтроны имеют энергию, равную нулю, то получим максимальное значение для массы нейтрона; оно будет иметь величину 1,0070 ± 0,0005. Погрешность этого метода определения массы зависит, главным образом, от погрешности астоновских измерений массы B^{10}.

Если предположить, что изотоп водорода с массой 2 состоит из протона и нейтрона, мы сможем найти минимальное значение для массы нейтрона, так как сумма масс двух частиц должна превышать массу их физического соединения на величину, соответствующую связывающей их энергии „упаковки". Масса [9] ядра изотопа H^2

равна 2,0130. Следовательно, масса нейтрона должна быть больше, чем 2,0130 — 1,0072 = 1,0058. Таким образом масса нейтрона заключена между величинами 1,0058 и 1,0070. Мы можем условно принять значение 1,0067, полученное мною из расчета процесса распада бора.

Без сомнения масса нейтрона заметно меньше массы водородного атома. Это соответствует взгляду, что нейтрон состоит из протона и электрона. Тогда остаток массы 0,0011 должен представлять энергию „упаковки" двух таких частиц, соответствующую 1 млн. электрон-вольт. Может быть следует обратить внимание на то, что этот „дефект массы" соответствует изменению энергии электрона с $+mc^2$ на $-mc^2$.

Такие соображения, высказанные на основании знания массы нейтрона, может быть и говорят в пользу сложного строения нейтрона, но они ни в коем случае не являются окончательными. Наиболее непосредственным доказательством служило бы расщепление нейтрона на протон и электрон при столкновении с каким-нибудь ядром, но как вычисления, так и опыт показывают, что это событие должно быть весьма редким. Некоторые соображения относительно сложного строения либо нейтрона, либо протона, как я покажу ниже, могут быть выведены из наблюдений столкновений нейтронов с протонами.

С другой стороны, могут быть высказаны некоторые доводы в пользу того, что нейтрон является элементарной частицей. Согласно современной концепции квантовой механики водородный атом является единственной возможной комбинацией протона и электрона. Однако энергия „упаковки" частиц оказывается больше собственной массы электрона и для описания их взаимодействия потребовалась бы релятивистская механика.

Следующий довод исходит из момента (спина) нейтрона. Этот аргумент основан на рассмотрении спинов легких элементов в предположении: 1) что ядро состоит из соответствующего количества α-частиц и, кроме того, протонов и нейтронов (а не свободных электронов); 2) что ядерный спин выражается векторной суммой спинов составных его частей. Повидимому, нейтрон должен тогда иметь спин, равный $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$, и подчиняться статистике Ферми. Протон имеет спин $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$ и подчиняется статистике Ферми. Если нейтрон рассматривать как комбинацию протона с электроном, последний должен был бы иметь спин, равный нулю, и подчиняться статистике Бозе. Это противоречит поведению свободного электрона. Спин ядер легких элементов оказывается совместимым со статистикой, которой они подчиняются, только в том случае, если предположить, что нейтрон есть элементарная частица.

Можно воспользоваться и более общим доводом. Если нейтрон является комбинацией протона и электрона, то почему водородный атом не может превратиться в нейтрон с излучением энергии?

Можно исчерпывающе показать, что такой процесс должен быть крайне редким. Это доказательство представляется мне сильным аргументом в пользу элементарной природы нейтрона. Предстоит еще выяснить эти трудности и, принимая пока для некоторых целей гипотезу сложного строения нейтрона, рассматривать его в других случаях как элементарную единицу структуры атомного ядра.

Вероятно, можно попытаться предположить, что протон является сложной частицей, состоящей из нейтрона и положительного электрона. Массу протона, повидимому, можно тогда считать меньшей, чем сумму масс нейтрона и позитрона, если для массы нейтрона принять значение, близкое к верхнему пределу, указанному выше. Но это не устраняет затруднений со спинами. Мы были бы вынуждены предположить, что спин позитрона равен нулю, а тогда было бы трудно себе представить слияние позитрона с электроном, при котором эти частицы уничтожаются.

5. Столкновения нейтронов с атомными ядрами. Можно в общих чертах описать упругое столкновение нейтрона с атомным ядром. Независимо от принятой точки зрения о природе нейтрона, его взаимодействие с атомным ядром должно быть очень слабым, если расстояние ядра и нейтрона значительно превышает 10^{-12} *см*. При прохождении сквозь материю нейтрон не будет изменять своей траектории до тех пор, пока он не окажется в непосредственной близости от какого-нибудь ядра. Можно сказать, что рассеяние нейтронов вызывают, главным образом, внутренние поля ядер; эффективное сечение атома будет при этом того же порядка, что и размеры потенциального барьера ядра, и распределение рассеянных нейтронов не должно иметь заметной анизотропии. Как я показал в моих работах, это представление дает правдоподобное толкование рассеяния нейтронов тяжелыми ядрами.

Конечно, это только грубое описание процесса столкновения, однако вычисления Мэсси [10] приводят в значительной мере к тем же заключениям. Мэсси представлял нейтрон в виде водородного атома, находящегося в нулевом квантовом состоянии. Поле такой частицы должно быть вполне аналогично полю водородного атома за пределами боровской орбиты, но масштаб расстояний должен быть значительно уменьшен. Это поле можно представить функцией:

$$V(r) = e^2\left(\frac{1}{r} + \frac{Z}{a_0}\right) e^{-2\,Zr/a_0},$$

где Z — эффективный заряд ядра, который должен быть очень велик, а a_0 — радиус первой боровской орбиты водородного атома. „Радиус“ нейтрона будет тогда равен $\frac{a_0}{Z}$.

Поле сил, действующих между нейтроном и ядром с зарядом Z', на расстояниях, превышающих радиус ядра, будет равно $Z' \cdot V(r)$.

Опыты по рассеянию нейтронов свинцом показывают, что при столкновениях эффективный радиус имеет тот же порядок величины,

что и радиус ядра и отсюда Мэсси получил в качестве наименьшего значения для Z величину 25 000. (Это дает для радиуса нейтрона максимальное значение $2 \cdot 10^{-13}$ *см*.)

Применение найденной величины Z к исследованию столкновений нейтронов с легкими ядрами позволило Мэсси показать, что при столкновениях эффективный радиус атомов должен быть пропорционален заряду ядра. Этот результат не соответствует опыту, показывающему, что эффективный радиус меняется мало при значительных изменениях заряда ядра от углерода (эффективный радиус $3{,}5 \cdot 10^{-13}$ *см*) до аргона ($5{,}5 \cdot 10^{-13}$ *см*). Отсюда Мэсси заключил, что эффективное сечение определяется внутренним полем ядра и что внешнее взаимодействие имеет место в крайне ограниченной области пространства, играющей роль лишь тогда, когда сталкивающиеся системы проникают друг в друга.

Наибольший интерес представляют столкновения нейтронов с протонами. Последние должны вести себя даже на весьма малых расстояниях, как элементарные заряды. Если бы между нейтроном и протоном не было иного взаимодействия кроме выражаемого функцией $V(r)$, эффективный радиус для таких столкновений не должен был бы превышать $1{,}4 \cdot 10^{-14}$ *см*. Расхождение с опытом в этом случае весьма велико, так как экспериментально найденный радиус достигает величины от 4 до $5 \cdot 10^{-13}$ *см* для нейтронов, летящих со скоростью $2{,}7 \cdot 10^{9}$ *см/сек*, и еще больше для более медленных нейтронов. Прежде чем обсуждать причины такого расхождения я кратко опишу экспериментальные данные о столкновениях нейтронов с протонами.

Эти столкновения не исследованы еще детально вследствие больших экспериментальных трудностей. Наиболее прямой метод изучения заключается в том, что известное число нейтронов определенной скорости впускают в камеру Вильсона, наполненную водородом, и фотографируют следы отброшенных атомов водорода. Это позволяет найти как частоту столкновения, так и распределение по углам отброшенных протонов. К сожалению, мы имеем только весьма косвенные методы для определения числа нейтронов в пучке, а столкновения случаются столь редко, что опыт делается крайне длительным.

Некоторые данные, касающиеся углового распределения протонов, были получены этим методом Оже и Моно-Герценом [11], а также американским физиком Кюри [12], который пользовался несколько иной методикой. В обоих опытах источником нейтронов служил бериллий, массивный слой которого подвергался бомбардировке α-частиц полония. Вылетающие нейтроны имели различные скорости, в большинстве не превышавшие $2{,}8 \cdot 10^{9}$ *см/сек*. В опытах Оже преобладающее большинство отброшенных протонов появлялось при столкновениях с медленными нейтронами. Распределение протонов, испытавших столкновение с нейтронами, было приблизительно рав-

номерным. Кюри особенно тщательно исследовал протоны, выбитые более быстрыми нейтронами, и также нашел, что их распределение по углам вполне равномерно относительно центра массы движущейся системы.

Мейтнер и Филипп [13] применяли для определения эффективного радиуса камеру Вильсона. Эти авторы предполагали, что толстый слой бериллия испускает 30 нейтронов на каждый миллион бомбардирующих его α-частиц полония, и измеряли в каждом отдельном опыте промежуток времени, за который в камере регистрировались следы, получаемые в результате действия источника α-частиц известной интенсивности. По частоте появления следов протонов Мейтнер и Филипп нашли, что эффективный радиус столкновения превышает величину $8 \cdot 10^{-13}$ *см*. Из сведений, указанных авторами, можно заключить, что, повидимому, большинство столкновений, которые они наблюдали, происходило с медленными нейтронами, имеющими скорости, близкие к 10^9 *см/сек*.

Мои собственные опыты, в которых применялся метод электрического счета, в общем согласны с результатами Мейтнера и Филиппа. Распределение протонов по углам измерялось с помощью счета числа протонов, выбитых из парафиновых диафрагм различного диаметра. Результаты, хотя и весьма неточные, показали, что распределение протонов по углам приблизительно равномерное. Попытки наблюдать распределение, получаемое при действии монохроматизированного пучка нейтронов, не удались из-за малой интенсивности эффекта.

Эффективный радиус определялся вышеуказанным методом. Источником нейтронов служила тонкая пленка бериллия с поглощением, эквивалентным 5-миллиметровому слою воздуха, бомбардируемая α-частицами полония. Пучок нейтронов был при этом достаточно монохроматичным; большинство частиц имело скорость около $2{,}7 \cdot 10^9$ *см/сек* при небольшом количестве более быстрых нейтронов. Источник нейтронов юстировался в определенном положении относительно ионизационной камеры, приключенной обычным образом через усилитель к осциллографу. Камеру можно было откачивать и наполнять различными газами. Число отбросов осциллографа наблюдалось с камерой, наполненной поочередно водородом и более тяжелыми газами, именно — азотом, кислородом или аргоном. Каждое отклонение осциллографа соответствовало появлению в камере атома, отброшенного при столкновении нейтронов с ядром. Так как число нейтронов, попадающих в камеру, оставалось во всех случаях одним и тем же, число отбросов осциллографа должно было быть пропорциональным эффективному сечению ядер. Было обнаружено, что число отбросов с камерой, наполненной водородом, несколько меньше, чем при наполнении азотом или кислородом. Соответственно этому эффективный радиус при столкновениях с водородными ядрами должен быть немного меньше, чем с ядрами азота и кислорода. Подсчет числа отбросов осциллографа при установленной на пути нейтронов толстой пла-

стинке графита позволил определить эффективный радиус ядра углерода. Найденное значение оказалось равным приблизительно $3{,}5 \cdot 10^{-13}$ *см*. Эффективные радиусы ядер азота и кислорода, вероятно, несколько больше, и для них может быть принято значение $4 \cdot 10^{-13}$ *см*. Упомянутое выше сравнение эффективных радиусов водорода и азота может содержать небольшую, трудно поддающуюся оценке ошибку, происходящую вследствие того, что те отброшенные атомы, которые вызывают появление небольшого числа ионов, не регистрируются осциллографом. Это сказывается на отсчете как с камерой, наполненной водородом, так и азотом. В первом случае число отбросов вообще меньше, чем во втором, вследствие меньшей ионизирующей способности протонов и малой плотности газа. С другой стороны, энергия, сообщаемая при столкновениях атомам азота, меньше, и соударения, происходящие при большом расстоянии встречающихся частиц, могут остаться незарегистрированными.

Для определения доли незарегистрированных столкновений, происходящих в водороде, были сделаны опыты, в которых ионизационная камера наполнялась смесью водорода и азота. Однако найти поправку для нерегистрируемых столкновений в азоте оказалось невозможным. Имея в виду этот источник ошибок, мы можем принять эффективный радиус водородного ядра для нейтронов, летящих со скоростью $2{,}7 \cdot 10^{9}$ *см/сек*, равным от 4 до $5 \cdot 10^{-13}$ *см*.

Аналогичные опыты были произведены с источником нейтронов — толстым слоем бора, бомбардируемым α-частицами полония. Эти нейтроны имеют скорости, не превышающие $2{,}5 \cdot 10^{9}$ *см/сек*, и в среднем несколько меньшие $2 \cdot 10^{9}$ *см/сек*. Число отбросов осциллографа при наполнении камеры водородом превышало при этом почти в два раза число отбросов, получаемое с азотом; это заставляет предполагать, что эффективный радиус ядра либо водорода, либо азота, сильно зависит от скорости нейтронов. Измерение рассеяния этих медленных нейтронов в графите и парафине показало, что сильная зависимость должна быть приписана, главным образом, водороду. Сравнение с азотом дает для эффективного радиуса водородного ядра значение $6 \cdot 10^{-13}$ *см*; в то же время сравнение опытов с графитом и парафином приводит к значению, близкому к $7 \cdot 10^{-13}$ *см*. Некоторые опыты с более медленными нейтронами приводят к мысли, что эффективный радиус протонов, испытывающих столкновения с нейтронами, продолжает расти с убыванием скорости нейтронов.

При рассмотрении столкновений нейтронов с протонами* мы имели в виду объяснить экспериментальные факты, согласно которым распределение по углам протонов, испытавших столкновение, приблизительно равномерное, а их эффективный радиус очень велик и возрастает с уменьшением скорости нейтронов. Если предполо-

---

* В приводимом здесь рассуждении я многим обязан м-ру Мэсси.

жить, что изотоп водорода массы 2 состоит из протона и нейтрона, мы получим новый экспериментальный факт, что энергия упаковки этого изотопа составляет около 10^6 V.

Волновая теория столкновении двух независимых частиц дает для эффективного сечения выражение:

$$Q = \frac{h^2}{\pi M^2 v^2} \sum_n (2n+1) \cdot \sin^2 \delta_n,$$

где M — приведенная масса системы, v — начальная относительная скорость частиц, а величины δ_n — фазовые постоянные, зависящие от M, v и $V(r)$ — энергии взаимодействия частиц. Количество рассеянных частиц, приходящихся на единицу угла в системе координат, начало которой находится в центре массы, выражается функцией:

$$I(\theta) \sin \theta = \frac{h^2}{8\pi^2 M^2 v^2} \left| \sum_n (e^{2i\delta_n} + 1)(2_n + 1) P_n(\cos\ \theta) \right|^2 \sin \theta,$$

где $P_0(\cos\theta) = 1$, $P_1(\cos\theta) = \cos\theta$, $P_2(\cos\theta) = \frac{1}{2}\ (3\ \cos^2\theta - 1)$

и т. д.

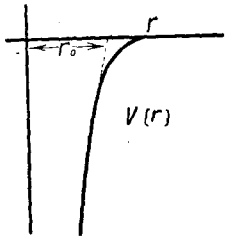

Рис. 4.

Факт, что распределение по углам — равномерное, показывает, что существенной является лишь шаровая функция нулевого порядка, т. е. что рассеяние зависит, главным образом, от „лобовых" соударений частиц. Это означает, что расстояние, на котором начинается взаимодействие нейтрона с протоном, мало по сравнению с величиной:

$$\frac{\text{длина волны}}{2\pi} \left(= \frac{h}{2\pi M v} \right),$$

т. е. область взаимодействия $\ll 10^{-12}$ *см*. (Этот результат находится в согласии с предыдущими расчетами столкновений нейтронов, в которых нейтрон уподоблялся атому с эффективным зарядом ядра, равным по меньшей мере 25 000.)

Рассмотрим изотоп H^2, предполагая его состоящим из протона и нейтрона. Потенциальное поле между нейтроном и протоном мы примем таким, как изображено на рис. 4. Значениями функции $V(r)$ можно пренебрегать на расстояниях $r > r_0$. Из факта существования энергетического уровня с энергией $-E_0$ (равной энергии „упаковки") мы можем заключить, что значения $V(r)$ должны быть очень велики в области $r < r_0$, так как поле должно быть настолько велико, чтобы в этой области умещалась половина длины волны. Мы нашли, что длина волны падающих протонов значительно

больше r_0, а их энергия того же порядка, что и энергия „упаковки" E_0. Таким образом $V(r)$ должна быть $\gg E_0$ или E — энергии падающих протонов.

Потенциальное поле протонов и нейтронов может быть грубо уподоблено очень глубокой дыре небольшого радиуса. Можно показать, что влияние этой дыры сказывается на том, что волновая функция, описывающая столкновение нейтрона и протона, при $r = r_0$ принимает значение, близкое к максимуму, вместо того чтобы быть близкой к нулю. Это соответствует смещению фазы почти на $^1/_2\pi$. Таким образом δ_0 равно приблизительно $^1/_4\pi$, а $Q \approx \frac{h^2}{\pi M^2 v^2}$, что составляет около $2 \cdot 10^{-27} \cdot v^{-2}$ *см*^{2}, когда v измеряется в млрд. (10^9) *см/сек*. Эффективный радиус равен приблизительно $2{,}5 \cdot 10^{-12} \cdot v^{-1}$ *см*. Так как для δ_0 мы взяли максимальную величину, это значение эффективного радиуса также является наибольшим. Совершенно невероятно, чтобы δ_0 было меньше $^1/_4\pi$. Полагая $\delta_0 = {}^1/_4\pi$, мы получим наименьшее возможное значение для эффективного радиуса, равное $1{,}8 \cdot 10^{-12} \cdot v^{-1}$ *см*.

Эта величина лучше соответствует опыту, чем первая. Эффективное сечение для столкновения протонов велико и зависит от скорости требуемым образом. С другой стороны, эффективное сечение теперь получилось слишком большим. Полагая $v = 2{,}7 \cdot 10^9$ *см/сек*, мы получим значение эффективного радиуса близким к $10 \cdot 10^{-13}$ *см* и, конечно, не менее, чем $7 \cdot 10^{-13}$ *см*, тогда как наблюдения дают величину несколько меньшую, чем $5 \cdot 10^{-13}$ *см*. Я не думаю, чтобы такое расхождение могли вызвать погрешности измерений, и объяснение следует искать в чем-то еще.

Возможно, что это объяснение можно дать, введя некоторый взаимный обмен, происходящий между протоном и нейтроном. Например, если нейтрон состоит из протона и электрона, можно предполагать, что между сталкивающимися частицами имеет место особое взаимодействие — переход электрона от нейтрона к протону и обмен протонами. Это взаимодействие аналогично тому, которое испытывают водородный атом и протон. В результате его появляются сильные отталкивающие и притягивающие поля, очень быстро убывающие с расстоянием. Для получения окончательного значения эффективного сечения наш результат нужно умножить на коэфициент, зависящий от спина протона. Если последний равен $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$, новое значение эффективного сечения должно составлять не менее $^1/_4$ прежнего, т. е.

$$Q \approx \frac{1}{4}\frac{h^2}{\pi M^2 v^2} \approx 5 \cdot 10^{-24} \cdot v^{-2} \text{см}^2,$$

где v выражено в млрд. (10^9) *см/сек*. Это дает для нейтронов, летящих со скоростью $2{,}7 \cdot 10^9$ *см/сек*, эффективный радиус около

$5 \cdot 10^{-13}$ *см* в хорошем согласии с экспериментальным значением *.

Было бы преждевременно сделать окончательный вывод о сложном строении нейтрона, так как теория столкновений еще недостаточно разработана, а измерения неточны. Экспериментальные факты, повидимому, могут быть истолкованы только с помощью представления о некотором „обменном" взаимодействии, существующем между нейтроном и протоном. Механизм этого взаимодействия может оказаться отличным от того, который мы предполагали выше, и, быть может, нет необходимости представлять одну из частиц сложной. Мы не рассматривали спинов частиц и возможного влияния каких-нибудь магнитных сил.

Может оказаться, что при рассматриваемых взаимодействиях эти магнитные силы играют существенную роль.

Изучение взаимодействия между нейтроном и протоном играет большую роль в теории строения ядра. Если предполагать, что последнее построено из протонов и нейтронов, силы, „связывающие" его, будут являться силами взаимодействия протона с протоном, нейтрона с нейтроном и протона с нейтроном. Взаимодействие между двумя протонами должно быть приписано кулоновским силам (если пренебрегать магнитными силами), и знание природы полей в ядре делает совершенно ясным, что эти силы играют лишь малую роль внутри ядра, конечно в случае легких элементов. Силы взаимодействия между двумя нейтронами, вероятно, малы по сравнению с другими. Таким образом наиболее существенными для структуры ядра являются силы, действующие между нейтронами и протонами, и именно от них зависит его устойчивость.

6. Разрушение ядер нейтронами. Большинство столкновений нейтронов с атомными ядрами — упругие, но в отдельных случаях они бывают и неупругими. Впервые неупругие столкновения были обнаружены Фэзером при исследовании столкновений нейтронов с ядрами азота с помощью камеры Вильсона. Столкновения вообще происходят, конечно, весьма редко, и, только сделав 2000 фотографий, Фэзер получил около 100 следов отброшенных атомов азота, появившихся, очевидно, в результате упругих столкновений, и около 30 раздвоенных следов совершенно иного типа.

---

* Зависимость эффективного сечения от скорости нейтронов, повидимому, сильнее, чем это дает приведенное выше выражение. Это может быть объяснено теорией, разработанной более детально. Важно заметить, что сильная зависимость „эффективного сечения от скорости при столкновениях с атомами водорода представляет одну из трудностей, встречающихся при наблюдении быстрых нейтронов по выбиваемым ими протонам (§ 3). В то время как эффективное сечение других ядер также зависит от скорости нейтронов, убывание его с возрастанием скорости идет не так быстро, как у водорода. Сильная зависимость эффективного сечения объясняет также заметное преобладание коротких следов протонов на фотографиях, полученных с камерой Вильсона, как это имело место в опытах Оже и Мейтнер и Филиппа.

Последние были приписаны разрушению ядер азота, подвергшихся столкновениям с нейтронами. Почти в половине случаев получается такое впечатление, что ядро захватывает нейтрон и испускает α-частицу, образуя в результате изотоп бора с массой 11:

$$N^{14} + n^1 \rightarrow B^{11} + He^4.$$

Очевидно, это представляет процесс, обратный тому, который происходит при испускании нейтронов под влиянием бомбардировки бора α-частицами. Механизм распада ядра в других случаях еще не ясен. Представляется возможным, что нейтрон не захватывается ядром и что вылетающая частица является протоном. Если бы можно было доказать, что эта точка зрения правильна, мы имели бы первый случай превращения элементов, при котором бомбардирующая частица остается незахваченной.

Разрушение нейтронами азота было обнаружено также Мейтнер и Филиппом[13, 20], Гаркинсом, Гансом и Ньюсоном[14] и Кюри[15].

Фэзер[16] также наблюдал раздвоенные следы, появляющиеся в кислороде. Их количество находилось, примерно, в том же соотношении с нормальными следами упруго отброшенных кислородных атомов, как и в азоте. При всех таких столкновениях нейтрон оказывался захваченным, а α-частица вылетала, образуя ядро C^{13}:

$$O^{16} + n^1 \rightarrow C^{13} + He^4.$$

Это превращение элементов особенно интересно, так как ядра кислорода, повидимому, хорошо выдерживают бомбардировку как α-частицами, так и протонами.

Фэзер обнаружил также несколько случаев распада при пропускании нейтронов сквозь камеру Вильсона, наполненную ацетиленом.

При этом некоторые из следов, повидимому, появились вследствие присутствия небольшого количества воздуха, и только в двух случаях можно было определенно сказать, что имело место разрушение ядра углерода. Из имеющихся результатов можно, повидимому, заключить, что неупругие столкновения случаются в углероде значительно реже, чем в азоте или кислороде. Этого можно было ожидать, так как процесс

$$C^{12} + n^1 \rightarrow Be^9 + He^4$$

требует такого большого количества энергии (около 7,5 млн. электрон-вольт), которой обладала лишь малая доля нейтронов, применявшихся в опытах Фэзера (источник нейтронов — бериллий, бомбардируемый α-частицами полония). Далее, если представление о строении ядер B^9 и C^{12}, высказанное выше, правильно, превращение C^{12} в B^9 должно быть крайне невероятным, так как α-частица должна значительно „разрыхлить“ плотную структуру ядра C^{12}.

В настоящее время имеются примеры разрушения нейтронами ядер только нескольких элементов, но возможно, что и многие другие элементы могут быть преобразованы тем же путем.

Энергетические соотношения, характеризующие разрушение ядер нейтронами, обладают некоторыми интересными чертами. Распад

$$B^{11} + He^{4} \rightarrow N^{14} + n^{1}$$

связан с поглощением 1,4 млн. электрон-вольт кинетической энергии. Мы можем ожидать тогда, что обратный процесс сопровождается освобождением того же количества энергии. Фэзер указывает, что из 12 измерений, сделанных им для этого процесса, в 10 имело место поглощение энергии и что изменение энергии не всегда было одним и тем же. Это приводит к мысли, что распад обычно сопровождается образованием возбужденного ядра B^{11}, а остающаяся энергия излучается в виде γ-лучей. Принимая во внимание различные изменения энергии, можно предполагать, что, вероятно, существует более чем одно возбужденное состояние ядра B^{11}. Подобным же образом исследование явления распада кислорода приводит к заключению, что ядра C^{13} могут образовываться также в различных возбужденных состояниях.

Во многих случаях распада, сопровождающихся испусканием протонов, процесс обычно связан с образованием возбужденного ядра, но нет никакой уверенности в существовании более чем одного возбужденного состояния *. Следует указать, что изменения энергии, вычисленные для случаев разрушения ядер нейтронами, могут быть ошибочными отчасти вследствие неточности измерений следов, а отчасти из-за неправильной их интерпретации; то, что получающееся ядро находится в возбужденном состоянии, не вызывает сомнения, тогда как существование нескольких возбужденных состояний требует подтверждения.

7. Освобождение положительных электронов. Как я упоминал в § 3, бериллий, бомбардируемый α-частицами, испускает, кроме нейтронов, также весьма жесткие γ-лучи, и иногда бывает трудно отличить, происходят явления, наблюдаемые в опытах с бериллием, под действием нейтронов или γ-лучей. Наиболее интересным примером такого рода является освобождение положительных электронов — частиц с массой электрона, но заряженных положительно. Первое доказательство существования положительных электронов было получено в опытах Андерсона[17] и Блеккетта и Оккиалини[18], изучавших с помощью камеры Вильсона явления, происходящие в атмосфере под влиянием космических лучей. Было крайне желательно найти какой-нибудь более обычный способ для освобождения положительных электронов, ко-

* Примечание автора в корректуре. Последние опыты по разрушению алюминия α частицами делают очевидным существование двух возбужденных состояний ядра, получающегося в результате распада.

торый подтвердил бы их существование и позволил исследовать свойства этих частиц. Некоторые экспериментальные факты привели Блеккетта, Оккиалини и меня [19] к выводу, что положительные электроны могут освобождаться при взаимодействии лучей бериллия с материей.

Около камеры Вильсона, вплотную к ее стенке, была помещена ампула, содержащая полоний и некоторое количество бериллия. С внутренней стороны стенки камеры была установлена свинцовая „мишень", имевшая толщину 2 *мм* и площадь в $2^1/_2$ *см*^{2}. Эта мишень подвергалась действию γ-лучей и нейтронов, испускаемых бериллием. Съемки производились двумя камерами, позволявшими получать стереоскопические фотографии. В моменты, когда в камере производилось разрежение, накладывалось магнитное поле, имевшее обычно напряженность около 800 гаусс; электроны, вылетавшие из мишени, подвергались действию магнитного поля; направление радиусов кривизны их следов позволяло находить знак заряда, а значение радиуса кривизны давало величину $H\rho$. Из всех следов частиц, исходивших от мишени, 200 несомненно принадлежали отрицательным электронам, тогда как 70 были искривлены в противоположном направлении. Можно было дать маловероятное объяснение, согласно которому эти следы принадлежат отрицательным электронам, выбитым из удаленных частей камеры и летящим под влиянием магнитного поля таким образом, что их траектории все сходятся в свинцовой мишени. Статистическое исследование всех сфотографированных следов заставило предпочесть точку зрения, согласно которой эти следы принадлежат положительным электронам. Окончательное доказательство было получено следующим образом. Поперек камеры Вильсона была помещена металлическая пластинка таким образом, чтобы она пересекала траектории частиц. Было получено несколько фотографий, на которых следы, соответствующие положительным частицам, пересекали пластинку и оставались резкими на всем протяжении. Кривизна следов оказалась меньшей с той стороны металлической пластинки, с которой находилась свинцовая мишень; это служит достоверным указанием на то, что такие частицы движутся от мишени и, следовательно, они несут положительный заряд. Например, в одном случае след имел со стороны медной пластинки (толщиной 0,25 *мм*), обращенной к мишени, кривизну, соответствующую значению $H\rho = 12\,700$, тогда как по другую сторону пластинки кривизна соответствовала $H\rho = 10\,000$; в другом случае при установленной поперек камеры алюминиевой пластинке толщиной 0,33 *мм* соответствующие значения $H\rho$ получились 5000 и 4000.

Измерения величины ионизации в газах и потери энергии при прохождении сквозь металлические пластинки показывают, что масса и величина заряда положительной частицы такие же, как и у отрицательного электрона.

Аналогичные опыты были сделаны Мейтнер и Филиппом [20] и Кюри и Жолио [21]. Некоторые результаты последних исследова-

телей внушают мысль, что освобождение положительных электронов должно быть приписано по крайней мере, главным образом, γ-лучам, излучаемым бериллием, а не нейтронам.

В дальнейших наших опытах * было показано, что γ-лучи могут освобождать положительные электроны. В этих опытах бериллий был заменен очень слабым источником, представляющим активные продукты распада тория, заключенные в свинцовую камеру со стенками сантиметровой толщины. При этом мишень бомбардировалась только γ-лучами, самые жесткие из которых имели энергию $h\nu = 2{,}62 \cdot 10^6$ электрон-вольт. Фотографирование производилось, как и прежде, с металлической пластинкой, расположенной поперек камеры Вильсона, позволяющей определять направление движения частиц.

Наряду с 1200 следами отрицательных электронов наблюдалось около 50 следов, принадлежащих положительным электронам. Происхождение последних следует, конечно, приписать действию γ-лучей, по всей вероятности жестких, с энергией $h\nu = 2{,}62 \cdot 10^6$ электрон-вольт. Отношение числа положительных электронов к количеству отрицательных было при этом значительно меньше, чем при воздействии лучами бериллия. Согласно гипотезе, высказанной впервые Блеккеттом и Оккиалини, по которой отрицательный и положительный электроны освобождаются одновременно при каком-нибудь взаимодействии с атомным ядром γ-лучей и электрического поля, возможно, что эффект будет быстро усиливаться с возрастанием энергии γ-лучей, как это, повидимому, и получается в опытах, описанных выше. Освобождение двух электронов требует $1{,}02 \cdot 10^6$ электрон-вольт, так что энергия положительного электрона, освобожденного γ-лучами, с энергией $h\nu = 2{,}62 \cdot 10^6$ электрон-вольт, никогда не должна превышать $1{,}60 \cdot 10^6$ электрон-вольт.

Измерение распределения энергии положительных электронов находится в согласии с этой гипотезой их происхождения. Кроме того, в некоторых опытах, проделанных с активными продуктами распада тория и с бериллиевым источником, следы отрицательных частиц, повидимому, появлялись вместе со следами положительных частиц. Имеющихся данных, однако, еще недостаточно для окончательного решения вопроса об освобождении положительных электронов из ядра.

Были произведены некоторые опыты, в которых в качестве источника излучения применялся бор, бомбардируемый α-частицами полония. Свинцовая мишень при этом подвергалась действию нейтронов, освобождаемых при распаде B^{11}, и γ-излучения, сопровождающего испускание протонов бором B^{10}. Энергия этих γ-лучей несколько меньше 3 000 000 электрон-вольт, так что отношение числа положительных электронов к числу отрицательных должно было быть того же порядка, что и найденное в опытах с продук-

* А также в опытах Андерсона [22].

тами распада тория, т. е. 1 : 25. В действительности, доля положительных электронов получилась значительно большей, но общее число электронов, наблюдаемых в опытах, было мало.

Представляется возможным, что положительные электроны могут освобождаться не только под действием γ-лучей, но также и нейтронов, хотя данных для решения этого вопроса еще недостаточно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chadwick, Proc. Roy. Soc. **A 136**, 692, 1932.
2. Feather „ „ „ „ 709 „
3. Dee „ „ „ „ 727 „
4. Chadwick, Constable and Pollard, Proc Roy. **A**, **130**, 480, 1931.
5. Curie and Joliot, C. R. Acad. Sci. Paris **196**, 397, 1933.
6. Rasetti, Z. f. Phys. **78**, 165, 1932.
7. Becker and Bothe, Z. f. Phys. **76**, 421, 1932.
8. Curie, Joliot, Savel, C. R. Acad. Sci. Paris **194**, 2201, 1932.
9. Bainbridge, Phys. Rev. **43**, 103, 1933.
10. Massey, Proc. Roy. Soc. **A**. **138**, 460, 1932.
11. Augera et Monod Herzen, C. R. Acad. Sci. Paris **196**, 1102, 1933.
12. Kurie, Phys. Rev. **43**, 672, 1933.
13. Meitner und Phillipp, Naturwiss. **20**, 929, 1932.
14. Harkins. Gans, Nenson. Phys. Rev. **43**, 208, 1933.
15. Kurie, Phys. Rev. **43**, 771, 1933.
16. Feather, Nature **130**, 237, 1932.
17. C. Anderson, Science. **76**, 238, 1932.
18. Blackett, Occhialini, Proc. Roy. Soc. **A**. **139**, 699, 1933.
19. Chadwick, Blacket and Occhialini, Nature **131**, 473. 1933.
20. Meitner und Phillipp, Naturwiss. **21**, 286, 1933.
21. Curie et Joliot, C. R. Acad. Sci. Paris **196**, 1105, 1933.
22. C. Anderson, Science **77**, 432, 1933.