

НЕЙТРОНЫ

Н. А. Добротин, Ленинград

Открытие частиц с зарядом 0 и с массой, приблизительно равной массе атома водорода, является одним из крупнейших открытий, которые были сделаны в физике за последние годы.

Замечательная работа Чадвика, в которой впервые даются экспериментальные доказательства существования нейтронов, вышла 10 мая 1932 г.

Интерес к этой области настолько велик, что сейчас уже имеется свыше 150 работ, посвященных этому вопросу.

Поэтому, несмотря на то, что в вопросе о нейтронах имеется еще много неясностей, представляется желательным дать обзор хотя бы основных работ в этой области.

Э. Резерфорд¹ в своей Беккеровской лекции еще в 1920 г. указывал на возможность существования несравненно более тесной комбинации протона и электрона, чем это мы имеем в атоме водорода.

В 1930 г. Г. Фурнье² опубликовал теоретическую работу о строении атомного ядра, в которой в качестве составной части ядра вводятся нейтроны с массой 1 и с зарядом 0. Однако до 1932 г. ряд попыток, предпринятых различными авторами с целью обнаружить подобные частицы, не привел ни к каким результатам.

I. Первые опыты В. Боте и Г. Беккера

В 1930 г. В. Боте и Г. Беккер¹⁷ открыли, что некоторые легкие элементы под действием α -лучей Po испускают лучи с большой проникающей способностью.

Установка Боте и Беккера изображена на рис. 1. Здесь Z — счетчик Гейгера, P — препарат полония в 7—3 милликури, обращенный активной стороной вверх. Для удобства два исследуемых вещества SS распределялись в виде секторов в 120° и располагались непосредственно над препаратом на шлифе Sch . Третий сектор оставался свободным. Ставя его над препаратом, можно было определить число разрядов счетчика, вызываемых посторонними причинами (в частности γ -излучением Po , открытого при этих опытах).

Результаты этих опытов Боте и Беккера представлены в табл. 1 и на рис. 2, дающих отношение числа γ -квантов этого из-

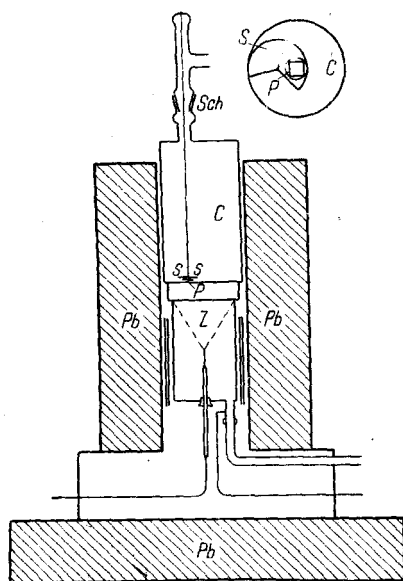


Рис. 1.

ния к числу α -частиц для различных элементов. Черные столбиков изображают ошибки наблюдений.

Из этих данных видно, Li, Be, B, F и, вероятно, Mg и Al под действием α -лучей Po испускают лучи, вызывающие разряды счетчика гера. Ориентировочное оп-
ление поглощения этого и-
чения показало, что интен-
ность лучей Be при про-
дении через 1 см свинца у-
шается приблизительно на 3
а интенсивность лучей B -
53%. Для сравнения ука-
что γ -лучи препарата Ra по-
падают в этих условиях т
на 53%. Отсюда Боте и
кер сделали вполне естес-
ное заключение, что наблюд-
шееся ими излучение пред-

ТАБЛИЦА 1

Вещество	Стклонение за 5 мин. на 1 милли- кюри Po	$\frac{\gamma}{\alpha} \cdot 10^4$ (выход)
Li_2CO_3	$3,7 \pm 1,1$	$1,0 \pm 0,3$
Li	$17,2 \pm 1,4$	$4,7 \pm 0,4$
Be	$125,0 \pm 2,5$	$34,0 \pm 0,7$
B	$15,3 \pm 1,0$	$4,2 \pm 0,3$
C	$0,54 \pm 0,74$	$0,15 \pm 0,20$
(CN)X	$0,78 \pm 0,82$	$0,21 \pm 0,22$
Сахар	$-0,12 \pm 0,92$	$-0,03 \pm 0,20$
CaF_2	$7,5 \pm 1,6$	$1,9 \pm 0,4$
Ne	$0,10 \pm 1,6$	$0,03 \pm 0,42$
Na_2CO_3	$1,8 \pm 1,5$	$0,45 \pm 0,4$
Mg	$3,6 \pm 0,7$	$1,0 \pm 0,2$
Al	$4,7 \pm 0,8$	$1,3 \pm 0,2$
Ca	$0,37 \pm 1,7$	$0,10 \pm 0,48$
Ag	$0,11 \pm 1,0$	$0,03 \pm 0,27$

ляет собой γ -кванты, испускаемые ядрами атомов легких элемен-
тов при возбуждении их ударами α -частиц. Однако более подро-

изучение этого излучения показало, что кроме γ -лучей в нем имеются частицы совершенно особого рода — нейтроны.

II. ОТКРЫТИЕ ЯДЕР ОТДАЧИ

Следующий крупный шаг в деле изучения этого излучения был сделан И. Кюри и Ф. Жолио ²³.

Определяя поглощение лучей Ве и В с помощью ионизационной камеры, они обнаружили, что ионизационный ток сильно возрастает, если ионизационную камеру закрывает вещество, содержащее водород, как, например, парафин.

Если же между ионизационной камерой и парафином поместить листок Al в 0,2 мм толщины, то увеличения тока не происходит.

Дальнейшее изучение этого эффекта показало, что увеличение ионизационного тока происходит благодаря тому, что лучи Ве и В выбивают из парафина протоны, которые и увеличивают ионизацию в камере. Пробег этих протонов в воздухе при нормальных условиях достигает приблизительно 25 см в направлении лучей, выбивающих эти протоны. Это соответствует скорости приблизительно $3,3 \cdot 10^9$ см/сек и энергии в $5,7 \cdot 10^6$ V-электрон. Попытки обнаружить подобное выбивание протонов γ -лучами Thc'' не удалось. Таким образом этот эффект представляет собой характерную особенность нового излучения.

Опыты с камерой Вильсона вполне подтвердили способность лучей Ве выбивать протоны из веществ, содержащих водород. На рис. 3 приведена вильсоновская фотография, полученная Кюри и Жолио.

Опыты с камерой Вильсона вполне подтвердили способность лучей Ве выбивать протоны из веществ, содержащих водород. На рис. 3 приведена вильсоновская фотография, полученная Кюри и Жолио.

Источник лучей Ве (препарат Po + Be) помещался вне камеры Вильсона. Лучи Ве проходили через оболочку препарата и через стенки камеры и выбивали протоны из парафинированной пластинки (белая полоса внизу), помещенной внутри камеры.

В дальнейшем при помощи камеры Вильсона было обнаружено, что эти лучи способны приводить в движение не только протоны, но и ядра атомов других легких элементов: He, N, O, Ne.

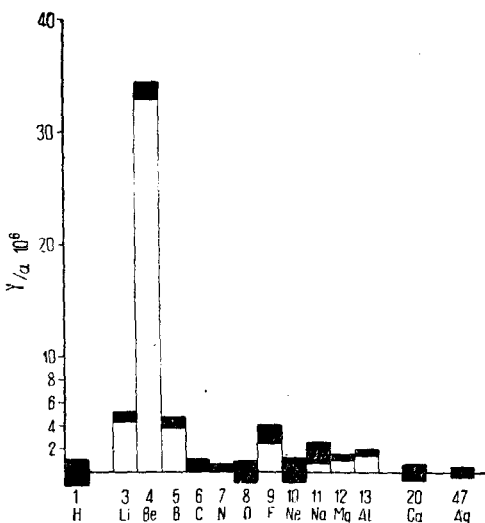


Рис. 2.

На рис. 4 приведена вильсоновская фотография ³⁴ выбитого атома He.

III. ГИПОТЕЗА НЕЙТРОНОВ

Работа Вебстера ³⁰ и особенно Чадвика ⁴ показала, что истолкование излучения Ве и В, как потоков квантов жестких γ -лучей, наталкивается на ряд противоречий. В этом случае процесс взаимо-

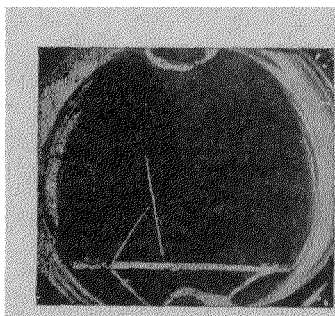


Рис. 3.

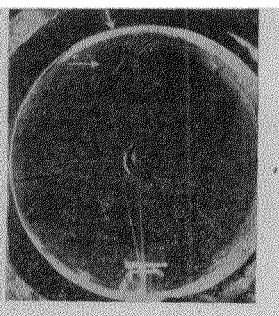


Рис. 4.

действия такого кванта с протоном и электроном приходится рассматривать как Комптон-эффект. Из теории Комптон-эффекта известно, что максимальная энергия E , сообщенная массе m квантом $h\nu$, дается формулой:

$$E = \frac{2}{2 + \frac{mc^2}{h\nu}} h\nu. \quad (1)$$

Подставляя наблюдаемые данные для протонов, мы получаем энергию кванта в $55 \cdot 10^6$ В-электрон. Трудно понять, каким образом в результате взаимодействия ядра Ве и α -частицы с кинетической энергией в $5 \cdot 10^6$ В-электрон может получиться квант с такой большой энергией. Процесс, способный дать наибольшее количество энергии, состоит в захвате α -частицы ядром Ве и вхождении ее в состав этого ядра с образованием изотопа углерода C^{13} . Но максимальная энергия γ -кванта, испускаемого в этой реакции не может быть больше $14 \cdot 10^6$ В-электрон.

Кроме того, известно, что поглощение жестких γ -квантов электронами с большой точностью дается формулой Клейна-Нишины. Эта же формула должна быть применима и к рассеянию квантов протонами. Из этой формулы следует, что поглощение γ -лучей электронами несравненно больше, чем поглощение протонами. Между тем оказывается, что поглощение лучей Ве и В обуславливается не электронами, а ядрами атомов.

Резкое противоречие получается и при вычислении энергии одного и того же кванта излучения Ве из пробегов ядер отдачи раз-

личных элементов. Как уже указывалось, из пробегов протонов⁶ на основании формулы (1), получается энергия кванта в $55 \cdot 10^6$ V-электрон. Подставляя в эту же формулу данные для азота, получаем энергию кванта в $90 \cdot 10^6$ V-электрон; из данных для аргона — $150 \cdot 10^6$ V-электрон и т. д.

Таким образом оказывается, что для излучения Be и В обычная теория эффекта Комптона неприменима. Другими словами, принятие гипотезы, рассматривающей это излучение как поток γ -квантов, влечет за собой отказ от применения законов сохранения энергии и количества движения к процессу взаимодействия кванта с ядром атома.

Однако Чадвик показал, что все эти затруднения исчезают, если предположить, что излучение Be имеет корпускулярный характер и представляет собой поток частичек с массой, близкой к массе протона и с зарядом 0.

Скорость таких нейтронов, очевидно, должна быть равна максимальной скорости выбитых ими протонов, т. е. $3,3 \cdot 10^9$ см/сек.

Обозначим скорость и массу нейтрона через V и M и максимальную скорость и массу выбитого им ядра через v и m . Тогда, применяя к процессу столкновения законы сохранения энергии и количества движения, получим:

$$v = \frac{2M}{M+m} V. \quad (2)$$

Подставляя данные для водорода, получаем:

$$3,3 \cdot 10^9 = \frac{2M}{M+1} V.$$

Для азота (скорость ядра азота определяется из пробег $3,5$ мм в воздухе на основании кривой пробег — скорость, полученной Блеккетом и Лисом:

$$4,7 \cdot 10^8 = \frac{2M}{M+14} V.$$

Отсюда

$$\frac{M+14}{M+1} = \frac{3,3 \cdot 10^9}{4,7 \cdot 10^8}$$

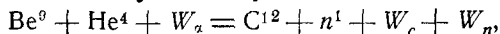
и

$$M = 1,15.$$

Ошибка такого определения массы нейтрона может достигать 100% вследствие ошибок в определении скоростей ядер отдачи. Поэтому для более точного определения M Чадвик обратился к рассмотрению ядерных реакций, происходящих при выбивании нейтрона.

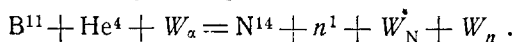
IV. МАССА И РАДИУС СОУДАРЕНИЯ НЕЙТРОНА

Чадвик предполагает, что при взаимодействии α -частицы с ядром Be происходит следующий процесс:



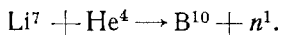
где Be^9 , He^4 и C^{12} обозначают массы соответствующих ядер, n^1 — массу нейтрона и W_α , W_c и W_n — их кинетические энергии.

Однако точное измерение массы Be было сделано всего несколько месяцев назад. Поэтому Чадвик обратился к излучению бора. Из опытов Чадвика, Констабля и Полларда ³⁶ вытекает, что при расщеплении B^{10} выделяются протоны. Поэтому Чадвик считает, что нейтроны испускает изотоп бора B^{11} и при излучении нейтронов происходит следующая реакция:



W_n должна быть равна максимальной энергии протонов, выбитых нейтронами В, и определяется по их пробегу (16 см) в воздухе при нормальных условиях. W_N можно определить, применяя к соударению закон сохранения количества движения. Значения масс берутся из данных Астона. Таким образом из этого уравнения можно определить n^1 . Подстановка цифр дает $n^1 = 1,0067$ ($0 = 16$).

В дальнейшем Чадвик ⁷ вычислил массу нейтрона и на основе реакции получения нейтронов из Li:



Массу Li^7 можно определить, используя данные Кокрофта и Уолтона об энергии α -частиц, получающихся при расщеплении Li^7 протонами. Отсюда для массы Li^7 получается значение 7,0133. Принимая для B^{10} массу 10,01075 (из данных Астона) и считая, на основании малой проникающей способности, что энергия нейтрона из Li^7 меньше $0,5 \cdot 10^6$ В-электрон, Чадвик получает для массы нейтрона значение 1,0070.

Таким образом эти данные показывают, что масса нейтрона несколько меньше суммы масс протона и электрона, которая, как известно, равна 1,0078. Это подтверждает предположение о том, что нейтрон представляет собой комбинацию протона и электрона. Энергия связи их получается около $1 - 2 \cdot 10^6$ В-электрон.

Чадвик определил и порядок величины радиуса соударения нейтрона с ядром атома свинца. Пусть радиус соударения нейтрона будет r . Тогда уменьшение числа нейтронов вследствие поглощения и рассеяния при прохождении через слой вещества толщиной t будет $\pi r^2 n t$, где n есть число атомов в единице объема. Опыты Чадвика показали, что число отклонений счетчика при экранировании его от источника нейтронов слоем свинца толщиной в 2,5 см уменьшается на 130%. Отсюда:

$$\pi r^2 n t = 0,13 \quad \text{и} \quad r = 7 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

В. УСЛОВИЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ АТОМНОГО ЯДРА С ВЫДЕЛЕНИЕМ НЕЙТРОНА

Исходя из представления о нейтронах, можно объяснить, почему He, N, C и O не дает нейтронов ⁷. Все известные нам ядра атомов удовлетворяют условию $A \geq 2Z$, где A — атомный вес и

Z — заряд ядра. Расщепление ядер под действием α -частиц обычно происходит с захватом α -частицы в состав вновь образовавшегося ядра. Поэтому в результате расщепления с выделением нейтрона атомный вес нового ядра увеличивается на 3, а заряд — на 2 единицы. Применяя это к новому ядру, получаем:

$$A + 3 \geq 2(Z + 2),$$

или

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

Это условие не выполняется для He^4 , C^{12} , N^{14} и O^{16} .

VI. Столкновения нейтронов с электронами

Дальнейшее подтверждение гипотезы нейтронов было получено Ди³⁸ при изучении с помощью камеры Вильсона столкновений нейтронов с электронами. При таком столкновении максимальная скорость электрона определяется формулой (2) $V_e = \frac{2M}{M+m} V_n$, где M — масса нейтрона и m — масса электрона. Отсюда мы видим, что максимальная скорость электрона равна $2V_n$, т. е. $6,6 \cdot 10^9$ см/сек, что соответствует пробегу в воздухе 3,4 мм. Если же излучение Be имеет характер γ -квантов, то даже для наименьших значений энергии квантов, которые можно принять на основании коэффициентов поглощения, скорости электронов, полученные в результате Комптон-эффекта, будут таковы, что пробеги электронов в воздухе должны быть порядка метров. В действительности же Ди, в полном согласии с гипотезой нейтронов, на своих фотографиях обнаружил 2 электронных следа с пробегом несколько десятых миллиметра. Вероятность столкновения нейтрона с электроном оказалась очень малой — приблизительно в 100 раз меньше, чем вероятность столкновения нейтрона с ядром азота. Из этих же опытов выяснилось, что нейтрон производит меньше, чем одну пару ионов на 3 м пути в воздухе при нормальных условиях. Следует, однако, отметить, что эти опыты чрезвычайно трудны с экспериментальной стороны. Поэтому следует считать, что результаты Ди дают только верхний предел для вероятности столкновения нейтрона с электроном.

VII. γ -лучи, сопровождающие нейтроны

Кроме коротких электронных следов Ди на своих фотографиях обнаружил и пути быстрых электронов. По всей вероятности, эти электроны вызываются посредством Комптон-эффекта жесткими γ -лучами, сопровождающими излучение нейтронов. На наличие в излучении Be γ -квантов указывают и другие авторы^{23, 24, 34}. Это вытекает и из работ Беккера и Боте. В одной из своих работ²⁹ они исследовали излучение Be с помощью двух счетчиков Гейгера по методу совпадений. Вероятность столкновения в обоих счетчиках одного и того же нейтрона с ядром или электроном ничтожна,

Поэтому все совпадения, за исключением случайных, можно было приписать γ -квантам, испускаемым Ве вместе с нейтронами. Помещая между счетчиками различные поглощающие слои, Беккер и Боте нашли, что энергия этого излучения имеет величину порядка $5 \cdot 10^6$ V-электрон. Однако данные других авторов (Оже, Блеккета, Оккиалини и Чадвика ⁷) показывают, что по крайней мере часть этого излучения имеет энергию несколько большую: до $7 \cdot 10^6$ V-электрон. Во всяком случае вопрос об энергии и спектре этих γ -лучей еще нуждается в дальнейшем исследовании. Все же можно считать, что энергия их больше энергии возбуждающих α -частиц и заметным образом от нее не зависит. Это говорит о том, что эти γ -лучи возникают в процессе разрушения ядра Ве и их излучение, вероятно, связано с излучением нейтронов, подобно тому как наличие тонкой структуры α -лучей связано с испусканием γ -квантов и испускание двух групп протонов при разрушении В сопровождается излучением γ -лучей.

Наличие в излучении Ве γ -лучей подтверждается также опытами по исследованию распределения излучения Ве по углам. В полном согласии с гипотезой нейтронов Чадвик ⁴ и Вебстер ³⁰ нашли, что пробеги протонов, выбиваемых нейтронами, вылетающими по направлению возбуждающих α -лучей, больше, чем пробеги протонов, выбиваемых нейтронами, вылетающими в обратном направлении.

И. Кюри и Ф. Жолио ²⁹ показали, что отношение ионизации „спереди“ к ионизации „сзади“ (относительно возбуждающих α -частиц) в аргоне равно 1,13. Если же профильтровать излучение Ве через слой свинца толщиной в 3 см, то это отношение увеличивается до 1,40. В гелии это отношение при этом увеличивается от 1,40 до 1,80. Это говорит о том, что асимметрична только более жесткая часть излучения. Более мягкая же часть излучения симметрична. И, наконец, Беккер и Боте ³¹ в своих опытах, проведенных со счетчиками, наиболее чувствительными к γ -лучам, никакой асимметрии не нашли. Таким образом эти опыты подтверждают наличие γ -лучей в излучении Ве и показывают, что нейтроны испускаются главным образом по направлению возбуждающих α -частиц. γ -лучи — симметричны.

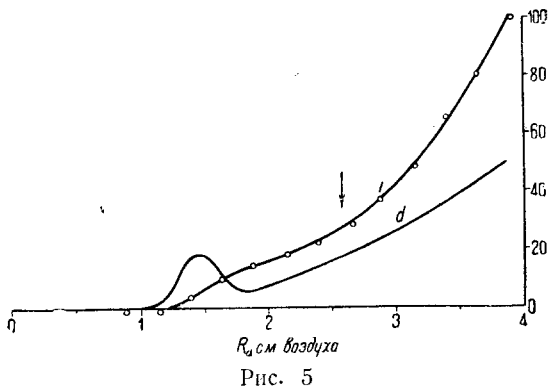
Беккер и Боте ³¹ исследовали и зависимость вероятности возбуждения (т. е. число γ -квантов, испущенных Ве) от энергии возбуждающих α -частиц. Для этого они меняли массу слоя газа, через который должны были пройти α -частицы на своем пути от Ро до Ве. Результаты этих опытов даются на рис. 4 (кривая *i*). На оси абсцисс отложена энергия α -частиц в сантиметрах пробега в воздухе при их попадании на Ве (остаточный пробег после поглощения в газе); на оси ординат — относительное число γ -квант. Кривая *d* получена из кривой *i* дифференцированием и дает возбуждение на 1 см длины пробега. При пробеге α -частиц в 1,45 см на кривой виден отчетливый максимум; при пробеге 1,9 см — минимум.

VIII. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ

Разетти ⁴⁰, И. Кюри и Ф. Жолио ⁴¹ и Чадвик ⁷ получили подобные же кривые для вероятности возбуждения нейтронов. Кривая Чадвика изображена на рис. 5 (сплошная кривая) *.

Естественно, что кривая возбуждения γ -лучей и кривая возбуждения нейтронов аналогичны друг другу, так как обе они в сущности определяются вероятностью прохождения α частицы через потенциальный барьер Ве.

И. Кюри и Ф. Жолио указывают ¹², что испускание γ -лучей начинается в общем при несколько меньших значениях энергии возбуждающих α -лучей, что для нейтронов. Наиболее резко это обнаруживается у Li. В этом случае испускание γ -лучей начинается с энергии α -частиц в $3 \cdot 10^6$ В-электрон (пробег 1,7 см), а испускание нейтронов — с энергии в $5 \cdot 10^6$ В-электрон. Если уменьшить пробег α -лучей всего на 5 мм, то возбуждения нейтронов из Li уже не происходит.



При рассмотрении кривой рис. 5 следует помнить, что она в сущности изображает зависимость числа ядер отдачи, выбитых нейтронами от пробегов возбуждающих α -частиц. Это может не совпадать с действительной кривой возбуждения нейтронов, так как вероятность столкновения нейтрона с атомом вещества может зависеть от скорости нейтрона. Кроме того, некоторая доля частиц с малыми пробегами, вызываемых более медленными нейтронами, могут остаться незарегистрированными.

Практически проникновение α -частиц через потенциальный барьер ядра Ве начинается только с пробегов 0,80 см (энергия $1,4 \cdot 10^6$ В-электрон). Только очень небольшая, ускользающая от измерений доля α -частиц с меньшей энергией способна вызвать разрушение ядра Ве и появление нейтрона. Энергия в $1,4 \cdot 10^6$ В-электрон, по-видимому, совпадает с одним из энергетических уровней ядра Ве, и поэтому α -частицы, обладающие этой энергией, особенно легко проникают в ядро (резонансное расщепление).

Следующий резонансный максимум соответствует пробегу 1,46 см (энергия $2,5 \cdot 10^6$ В-электрон). Начиная с энергии в $3,5 \cdot 10^6$ В-эле-

* Несогласие с кривой, найденной Киршем и Ридбергом ⁴², по всей вероятности объясняется ошибками последних.

ктрон (пробег 2,25 см), α -частицы начинают перелетать через вершину потенциального барьера, и поэтому, начиная с этого значения энергии, выход нейтронов начинает быстро расти. Вероятность проникновения α -частиц через потенциальный барьер быстро убывает с уменьшением энергии α -частиц. Поэтому главная часть нейтронов возникает в самых поверхностных слоях Ве. Но все же резонансные явления, изучаемые на толстых слоях Ве, осложняются тем, что благодаря поглощению α -частиц в самом Ве нейтроны вызываются α -частицами, имеющими непрерывный спектр энергий, начиная от самых малых и кончая энергиями α -частиц на поверхности Ве. При работе с очень тонкими пленками резонансные максимумы должны становиться резче, так как суживается область энергий, действующих α -частиц.

Пунктирная кривая рис. 6 получена Чадвиком с помощью тонкой пленки Ве, нанесенной испарением в вакууме на поверхность

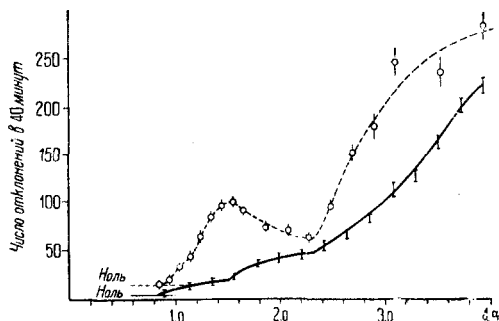


Рис. 6.
Пробег падающих α -частиц

тяжелого металла. Резкость резонансных максимумов, особенно второго, увеличилась. Небольшое несоответствие положений максимумов для пленки и для толстого слоя Ве, по всей вероятности, объясняется изменившимися геометрическими условиями опыта и неоднородностью пленки.

Для α -частиц, обладающих при выходе из пленки остаточным пробегом не меньше 2,25 см, можно ожидать изменения хода кривой, так как теперь изменение числа нейтронов будет определяться только зависимостью радиуса соударения α -частицы с ядром Ве от скорости α -частицы. Возможно, что поворот, намечающийся на кривой Чадвика, и объясняется этим явлением.

γ -лучи, сопровождающие испускание нейтронов и наличие резонансных максимумов, указывают на то, что нейтронное излучение Ве должно состоять из отдельных групп нейтронов с определенными значениями энергий. Это подтверждается опытами Кюри, Жолио и Савеля³⁵, которые нашли, что протоны, выбитые нейтронами, делятся на две группы: главная группа с максимальным пробегом приблизительно в 28 см в воздухе и значительно более слабая с максимальным пробегом около 70 см. Первой группе протонов должны соответствовать нейтроны со скоростью $2,9 \cdot 10^9$ см/сек, второй — со скоростью $3,8 \cdot 10^9$ см/сек.

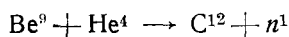
Чадвик же в своих опытах с бериллиевой пленкой нашел, что

большинство протонов, выбитых нейтронами, принадлежит к группе имеющей пробег в 23—24 см в воздухе. Кроме того, имелось некоторое число частиц с максимальным пробегом около 100 см, но их было слишком мало для более точного определения пробега. И, наконец, Чадвик считает, что его опыты указывают на существование частиц с еще большей энергией.

Опыты с толстым слоем Ве также обнаружили главную группу протонов с пробегом 25 см, более слабую с пробегом 65—75 см и опять указания на существование частиц с значительно большей энергией.

В опытах М. Блау и Г. Вамбахер⁴², в которых протоны, выбитые нейтронами, обнаруживались по их путям, в эмульсионном слое фотографической пластинки также были обнаружены протоны с большой энергией. Длина пути этих протонов в эмульсии достигала 560 μ , что, по мнению авторов, соответствует энергии по меньшей мере в $9 \cdot 10^6$ V-электрон (пробег в воздухе около 80 см).

Если масса нейтрона известна, то скорость его может быть вычислена на основе ядерной реакции получения нейтронов. Принимая уравнение реакции



и полагая для массы Ве значение 9,011, найденное Байнбриджем, а для нейтрона 1,0067 (из реакции получения нейтронов из В), Чадвик⁷ находит для энергии нейтрона значение $11,9 \cdot 10^6$ V-электрон и $4,77 \cdot 10^9$ см/сек для скорости. Нейтроны с такой энергией должны давать протоны с максимальным пробегом в 150 см. Чадвик считает, что указания на существование таких протонов имеется в его опытах с ионизационной камерой. Фэзер также наблюдал в камере Вильсона атомы отдачи азота, кислорода и углерода, которые должны быть приписаны нейтронам с энергией около $10 \cdot 10^6$ V-электрон. Это подтвердилось и в последней работе Фэзера⁷⁸, II. Кроме того, Гаркинс, Ганс и Ньюсон⁷⁹,⁸⁰,⁸¹,⁸² в своих опытах получили несколько случаев расщеплений, которые следует приписать нейтронам с энергией 13,4, 14,5 и $16 \cdot 10^6$ V-электрон. Хотя они работали не с Po, а с Thc¹, α -частицы которого имеют энергию $8,8 \cdot 10^6$ V-электрон (на $3,5 \cdot 10^6$ V-электрон больше, чем α -частицы Po), все же эти нейтроны можно отнести к группе нейтронов, энергия которых по Чадвику должна быть порядка $12 \cdot 10^6$ V-электрон. Наконец, Ф. Кюри⁸³, работая с Po, наблюдал один случай расщепления азота, который должен быть приписан нейтрону с энергией $17 \cdot 10^6$ V-электрон*.

* В противоположность Чадвику, Г. Валке⁸⁴ считает, что эти результаты могут быть объяснены на основе гипотезы о существовании нейтронов с массой 2. Мейтнер и К. Филипп (Z. Physik, 87, 484, 1934) в своей последней работе так же нашли, что максимальная энергия нейтронов, выбитых из Ве α -частицами Po достигает $13 \cdot 10^6$ V-электрон (прим. при корректуре).

Таким образом Чадвик считает, что пленка Ве под действием однородного пучка α -частиц Po со скоростью $1,6 \cdot 10^9$ см/сек должна давать две группы нейтронов: главную группу со скоростью $2,8 \cdot 10^9$ см/сек (энергия $4,1 \cdot 10^6$ В-электрон и более слабую группу со скоростью $4,7 \cdot 10^9$ см/сек (энергия $11,9 \cdot 10^6$ В-электрон).

С этой точки зрения Чадвика происхождение γ -лучей, сопровождающих испускание нейтронов, может быть объяснено следующим образом: при попадании α -частицы в ядро Ве оно расщепляется с образованием C^{12} и нейтрона. Небольшая часть нейтронов вылетает с полной энергией в $12 \cdot 10^6$ В-электрон. Но значительно большая часть нейтронов получает энергию около $4,1 \cdot 10^6$ В-электрон, оставляя ядро C^{12} в возбужденном состоянии. При переходе в нормальное состояние C^{12} испускает γ -квант с энергией порядка $7 \cdot 10^6$ В-электрон (часть энергии в процессе столкновения расходуется на придание скорости ядру отдачи C^{12}). Это значение для энергии γ -кванта не особенно хорошо согласуется с экспериментальными данными (см. выше), но и не находится с ними в резком противоречии. В соответствии с этой картиной каждому резонансному максимуму возбуждения нейтронов должны соответствовать две группы нейтронов с разностью энергий около $7 \cdot 10^6$ В-электрон.

Таким образом по Чадвику толстый слой Ве, бомбардируемый α -частицами Po , должен давать следующие группы нейтронов: для первого резонансного уровня — более интенсивную группу со скоростью $1 \cdot 10^9$ см/сек (энергия $0,5 \cdot 10^6$ В-электрон) и более слабую группу со скоростью $3,92 \cdot 10^9$ см/сек (энергия около $8,0 \cdot 10^6$ В-электрон); для второго резонансного уровня более интенсивная группа имеет скорость около $1,68 \cdot 10^9$ см/сек (энергия $1,4 \cdot 10^6$ В-электрон и более слабая — $4,18 \cdot 10^9$ см/сек (энергия $9,1 \cdot 10^6$ В-электрон). Начиная с пробега $2,25$ см, α -частицы перелетают через верхушку потенциального барьера ядра Ве. Этому соответствуют нейтроны со скоростями от $2,16$ до $2,8 \cdot 10^9$ см/сек (энергии от $2,5$ до $4,1 \cdot 10^6$ В-электрон) и более слабая группа со скоростями от $4,4$ до $4,77 \cdot 10^9$ см/сек (энергии от $10,1$ до $11,9 \cdot 10^6$ В-электрон). Таким образом мы видим, что по теоретическим соображениям скоростной спектр нейтронов должен быть довольно сложным. Вопрос усложняется еще тем, что следует считаться с возможностью образования в результате взаимодействия Be^9 и α частицы не нейтрона и C^{12} , а нейтрона и трех α -частиц. Однако в этом случае скоростной спектр нейтронов должен быть более простым, что, повидимому, противоречит экспериментальным результатам. Возможно, что в действительности происходит и та и другая реакция.

К другим выводам о распределении нейтронов по скоростям приходят Гаркинс, Ганс и Ньюсон⁷⁹. Они вычисляли скорости нейтронов, выбитых из толстого слоя Ве, по вильсоновским фотографиям расщепления ядра азота нейтронами. В качестве источника α -частиц авторы взяли смесь мезотория, тория X и радиотория. Распределение скоростей 19 нейтронов из работы этих авторов, 7 нейтронов из работы Фэзера⁷⁸ и одного из работы Майтнер

и Филиппа⁵⁸ приведены на рис. 6. Ординаты нижней кривой дают общее число нейтронов, скорость которых лежит между нулем и данным значением скорости. На оси абсцисс нанесены скорости нейтронов. Верхняя кривая получена из нижней дифференцированием.

Из этих данных следует, что скорости нейтронов распределяются по максвелловской кривой распределения около значения $3,23 \cdot 10^9$ см/сек. Никаких групп нейтронов с определенной скоростью по этим данным нет.

Недостаток этой работы заключается в том, что Гаркинс, Ганс и Ньюсон при вычислении скоростей нейтронов пользовались ско-

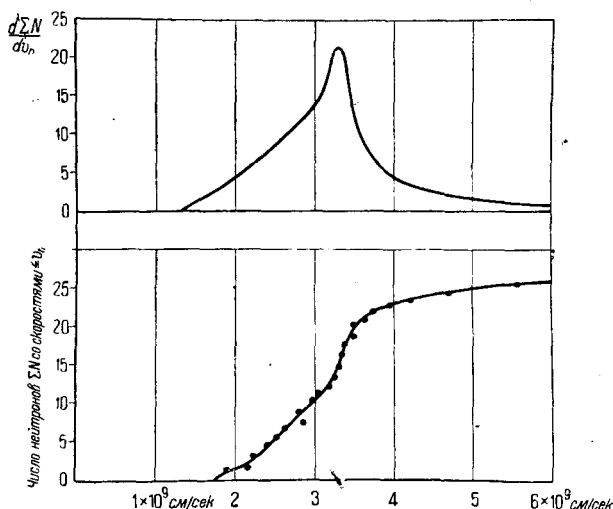


Рис. 7.

ростями ядер атомов, получающихся в результате расщепления азота. А эти в свою очередь определялись по еще недостаточно точно установленным (кроме α -частиц) кривым, связывающим пробег и скорость атома. Кроме того, вообще число нейтронов, скорости которых определили Гаркинс, Ганс и Ньюсон, недостаточно для статистических выводов.

Кривая возбуждения нейтронов для В аналогична кривой для Ве. Скорость нейтронов, выбитых из В α -частицами, обладающими скоростью $1,6 \cdot 10^9$ см/сек приблизительно равна $2,53 \cdot 10^9$ см/сек. Излучение нейтронов из В, повидимому, не сопровождается излучением γ -квантов*.

* Испускаемые бором γ -лучи с энергией $3 \cdot 10^8$ В-электронов, вероятно, должны быть приписаны реакции расщепления В с выделением двух групп протонов.

Хотя скорости нейтронов, испущенных толстым слоем В, исследованы хуже, чем нейтроны из Ве, все же имеются указания на существование дискретных групп нейтронов.

Изучение скоростного спектра нейтронов имеет особенно большое значение, так как это дает материал для построения системы уровней ядер атомов легких элементов. Но, как видно из вышеизложенного, имеющийся по этому вопросу экспериментальный материал еще совершенно недостаточен.

И. Кюри и Ф. Жолио^{12, 59} сделали попытку вычислить минимальную энергию α -лучей, при которой начинается выбивание нейтронов из В. Пусть $I = W_N + W_n$ есть сумма кинетической энергии ядра азота, получившегося при расщеплении ядра В и нейтрона, выбитого α -частицей с энергией W_α . Сумму энергий тех же частиц, выбитых α -частицей с минимальной энергией W_0 , достаточной для расщепления В, обозначим через I_0 . Тогда

$$I_0 = \frac{\alpha}{N^{14} + n^1} W_0.$$

С другой стороны, уравнения реакций будут:

$$\begin{aligned} B^{11} + \alpha + W_\alpha &= N^{14} + n^1 + I, \\ B^{11} + \alpha + W_0 &= N^{14} + n^1 + I_0. \end{aligned}$$

Отсюда:

$$W_\alpha - W_0 = I - I_0 = I - \frac{\alpha}{N^{14} + n^1} W_0.$$

Из наибольшей энергии нейтронов $W_n = 3,25 \cdot 10^6$ В-электрон выбитых α -лучами Ро, для которых $W_\alpha = 5,25 \cdot 10^6$ В-электрон получается $W_N = 0,55 \cdot 10^6$ В-электрон.

Отсюда $W_0 = 2 \cdot 10^6$ В-электрон, что в общем соответствует экспериментальным данным о пороге возбуждения нейтронов из В.

IX. Поглощение и рассеяние нейтронов

Чрезвычайно важным для выяснения вопроса о природе и строении самого нейтрона и о характере сил взаимодействия между нейтронами и атомами вещества является изучение поглощения нейтронов при их прохождении через вещество.

Уже из самых первых опытов Боте и Беккера^{17, 18} выяснилось, что нейтроны, подобно γ -лучам, не имеют определенного пробега. Однако поглощение γ -лучей сильно отличается от поглощения нейтронов. Поглощение γ -лучей объясняется, главным образом, комптоновским рассеянием на внеядерных электронах. Поэтому коэффициент поглощения, вычисляемый по формуле Клейна-Нишины, определяется, главным образом, числом периферических электронов и растет с увеличением Z . Как уже указывалось, из первых же работ с нейтронами выяснилось, что формула Клейна-Нишины неприме-

нима к поглощению нейтронов. В одной из своих работ ²⁹ Кюри и Жолио показали, что поглощение нейтронов в противоположность γ -лучам определяется не числом электронов, а числом ядер атомов поглотителя. Это подтверждается и описанными выше опытами Ди ³⁸ о столкновениях нейтронов с электронами.

Дальнейшие опыты над прохождением нейтронов через вещество показали, что кроме поглощения нейтронов имеется еще и рассеяние. Оже ⁴⁶, работая с камерой Вильсона, обнаружил, что число атомов отдачи, выбитых нейтронами, увеличивается в 2-3 раза, если камеру Вильсона со всех сторон окружить большим количеством меди (около 100 кг). Это явление, повидимому, объясняется тем, что помимо прямых нейтронов в камеру попадают и нейтроны, рассеянные от меди, которые без рассеивателя прошли бы мимо. Рассеянием же нейтронов Оже объясняет и происхождение наблюдаемой им ^{26, 46} в камере Вильсона группы медленных протонов с пробегом < 20 мм (30 000 — 50 000 V-электрон). Окружая камеру парафиновым экраном толщиной 5—10 см, Оже наблюдал сильное уменьшение числа медленных протонов, что подтверждает данные Кюри и Жолио о сильном поглощении нейтронов водородом. Помещая около камеры рассеиватель, Оже опять наблюдал увеличение числа коротких следов. Число их теперь приблизительно равнялось числу коротких следов, которое наблюдалось без парафинового экрана и без рассеивателя. Однако приводимая им таблица, дающая число протонов на 200 снимков в каждой серии опытов не дает достаточно отчетливой картины, так как число протонов вообще слишком мало.

ТАБЛИЦА 2

	Без рассеивателя		С рассеивателем и с параф. экрана			
	без параф. экрана	с параф. экраном	Cu	Al	Fe	Pb
Длинные следы . .	13	8	10	10	16	23
Короткие следы . .	6	2	6	7	5	9

Оже считает, что медленные протоны выбиваются нейтронами, потерявшими при неупругих столкновениях с ядрами атомов рассеивателя от 90 до 100% своей скорости. Возбужденные при этом ядра возвращаются в нормальное состояние с испусканием γ -квантов. Можно предположить, что энергетический уровень возбужденного ядра несколько ниже средней энергии падающих нейтронов. Остаток энергии нейтрона после возбуждения такого ядра еще достаточен для того, чтобы вызвать протон с малым пробегом. Можно также предположить, что нейтрон передает свою энергию

не одному ядру, а нескольким. Если энергия уже замедленного нейтрона окажется меньше энергии возбуждения ядра атома рассеивателя, то такой нейтрон может испытывать только упругие столкновения с тяжелыми атомами рассеивателя и должен поглощаться в нем слабо. Наоборот, при столкновениях с протонами такие нейтроны должны сильно поглощаться, что и подтверждается в опытах с парафиновым экраном. Фэзер же считает^{78, 11}, что эти медленные протоны выбиваются медленными нейтронами, возникающими при резонансном расщеплении Be α -частицами с энергией $1,4 \cdot 10^6$ V-электрон. Возможно также, что они получаются при расщеплении ядра Be⁹ без захвата падающей α -частицы. В своей последней работе^{47a}. Оже указывает, что по крайней мере часть этих медленных нейтронов возникает в результате такого расщепления Be⁹ *.

Деннинг и Пеграм⁴⁸ изучали рассеяние нейтронов с помощью ионизационной камеры, используя мощный пучок нейтронов порядка 10^5 сек., полученный от Be, бомбардируемого α -лучами от 1200 милликюри эманации Ra (по α -лучам эквивалентно 3600 милликюри Po). Их результаты прежде всего подтверждают наличие сильного рассеяния нейтронов. Так, например, они нашли, что парафин в форме цилиндра 3 см диаметра и 4 см длины уменьшает число нейтронов, регистрируемых ионизационной камерой, в два раза сильнее, чем большая пластина парафина в 4 см толщины.

Для получения количественных данных о рассеянии Деннинг и Пеграм применяли кольцеобразный рассеиватель со средним радиусом в 15,5 см и площадью поперечного сечения в 25 см². Кольцо это располагалось так, что ось его совпадала с осью ионизационной камеры. Для поглощения прямого пучка нейтронов на его пути ставился свинцовый цилиндр длиной 19 см. Расстояние от источника до камеры было 31,5 см.

Табл. 3 дает относительное рассеяние в числах нейтронов, регистрируемых ионизационной камерой в минуту для разных углов.

ТАБЛИЦА 3

Материал	У г л ы р а с с е я н и я				
	46° ± 15°	51° ± 20°	82° ± 27°	125° ± 25°	151° ± 15°
Парафин ** . . .	3,68	,65	2,18	1,48	0,21
Вода	3,59	3,45	2,50	1,48	0,56
Уголь	2,96	2,17	2,01	1,62	0,79
Свинец	2,75	2,52	2,49	1,71	0,58

* Л. Мейтнер и К. Филипп в своей последней цитированной выше работе не нашли в излучении Be нейтронов с энергиями меньше 195 000 V-электронов (прим. при корректуре).

** См. о рассеянии парафином на стр. 356 и след.

Эта таблица показывает, что с увеличением атомного веса рассеивателя рассеяние в общем становится более равномерным.

Из этих данных вытекает, что в единице телесного угла на единицу объема рассеивателя под углом в 45° свинец рассеивает $2,28 \cdot 10^{-2}$ и под углом 125° — $1,2 \cdot 10^{-2}$ падающей интенсивности, углерод $2,12 \cdot 10^{-2}$ под углом 45° и $0,96 \cdot 10^{-2}$ под углом 125° .

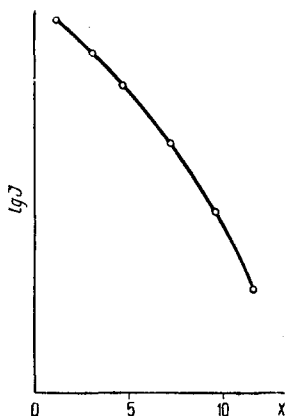


Рис. 8.

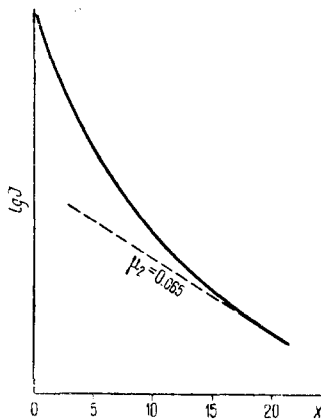


Рис. 9.

Деннинг и Пеграм считают, что эти цифры верны с точностью до 15%.

Ж. Тибо и Ф. Дюпре ла-Тур⁴⁹ дают кривые поглощения для широкого (рис. 8) и узкого (рис. 9) слоя свинца. Кривые получены с помощью ионизационной камеры. В качестве источника нейтронов служил препарат Em Ra + Be. Поэтому Be бомбардировался α -частицами с самыми различными пробегами. Сравнение этих кривых еще раз указывает на большую роль рассеяния при прохождении нейтронов через вещество. Коэффициенты поглощения нейтронов в свинце, вычисленные из кривой рис. 9 для разных толщин поглотителя, приводятся в табл. 4 и на рис. 10.

ТАБЛИЦА 4

X (см. Pb)	1	3	5	7	9	13	19
M	0,3; 0,2; 0,15; 0,12; 0,10; 0,075; 0,069						

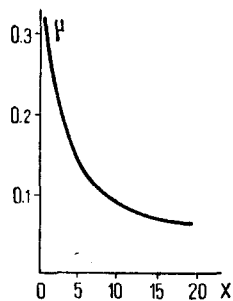


Рис. 10.

Сами Тибо и Дюпре ла-Тур считают цифры 0,075 и 0,069 менее достоверными, чем остальные. Аналитически кривая рис. 10 может быть выражена уравнением $\mu x^{1/2} = 0,3$. Объяснить этот ход кривой одинаково хорошо можно и на основе предположения

о непрерывном спектре нейтронов, рассеивающихся при прохождении через поглотитель и предполагая, что в излучении нейтронов имеются две компоненты с коэффициентами поглощения $\mu_1 = 0,4$ и $\mu_2 = 0,065$.

И. Кюри и Ф. Жолио¹⁹ на основании своих измерений для свинца приводят цифру 0,013 для $\frac{\mu}{\rho}$, не указывая, однако, ни размеров, ни толщины поглотителя.

Поглощение в других веществах исследовано хуже, чем в Pb. Тибо и Дюпре ла-Тур указывают, что кривая $\lg I = f(x)$ для Hg аналогична кривой для Pb. Кривые для средних и легких элементов приближаются к прямым. μ , вычисленное для поглотителей,

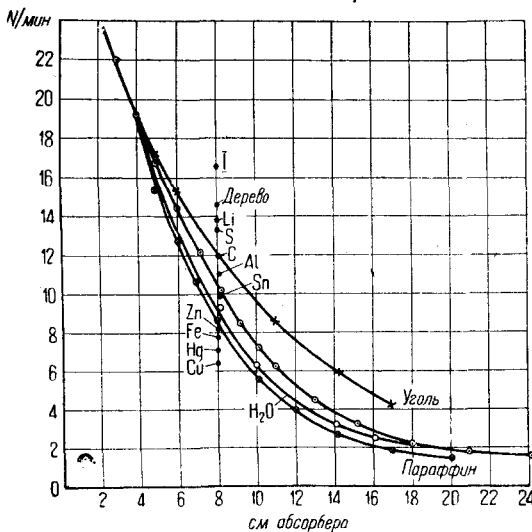


Рис. 11.

содержащих одинаковое число атомов, от элемента к элементу меняется незначительно.

Результаты измерений абсорбции нейтронов, произведенные Деннингом и Пеграмом⁴⁷, представлены на рис. 11. Поглотители брались в форме цилиндров в 3 см диаметром; для уменьшения ионизации от γ -лучей Em Ra излучение Ве предварительно фильтровалось через 4 см Pb. Кривые не дают определенной зависимости μ от атомного номера.

Из всех исследованных веществ наибольшую абсорбцию имеет медь. Коэффициент поглощения, вычисленный из этих кривых, не вполне совпадает с данными Тибо и Дюпре ла-Тура. Для μ Pb для поглотителя в 7 см получается значение 0,18 и для поглотителя в 20 см — 0,1.

Тибо и Дюпре ла-Тур в своей работе указывают еще на одно явление, происходящее при поглощении нейтронов в свинце. Из их наблюдений вытекает, что поглощение нейтронов, создающих в ионизационной камере ядра отдачи азота, отличается от общей картины поглощения, определяемой обычно по изменению числа протонов, выбитых нейтронами. При увеличении толщины поглотителя до 7—8 см число ядер отдачи азота почти не изменяется. Для больших толщин число частиц быстро падает.

Т. В. Боннер⁵¹ сравнивал поглощение нейтронов, выбитых из Ве по направлению возбуждающих α -лучей („вперед“) с поглоще-

нием несколько более медленных нейтронов, выбитых против направления α -лучей („назад“). Он нашел, что ионизация, вызванная нейтронами, испущенными „вперед“, уменьшается на 43,2% при прохождении нейтронов через 6 см Рb, а ионизация, вызванная нейтронами, испущенными „назад“, уменьшается на 36,1%. В этих же условиях ионизация, вызванная нейтронами из В („вперед“), уменьшается на 32%. Из этих измерений вытекает, что более быстрые нейтроны поглощаются сильнее, чем более медленные. Таким образом это явление аналогично эффекту Рамзауэра в поглощении медленных электронов газами. Дальнейшего подтверждения эти наблюдения еще не получили.

Абсорбция нейтронов, выбитых не из Ве, а из других элементов, исследовалась гораздо меньше. Кроме предварительных данных Вебстера ³⁰, который измерял поглощение суммарного излучения (нейтронов и γ -лучей), имеются данные И. Кюри и Ф. Жолио ⁸, которые для нейтронов из В нашли $\frac{\mu}{\rho} = 0,02$ для Рb.

Напротив, как уже упоминалось, Т. В. Боннер ⁵¹ нашел, что нейтроны из В поглощаются в Рb несколько меньше, чем нейтроны из Ве. Об этом же говорят и измерения де Бройля и Лепранс-Рингэ (L. Leprince-Ringuet) ⁵².

Значительно сильнее поглощаются нейтроны, испускаемые Li ²⁵. Экран в 5 мм свинца поглощает их почти полностью. В парафине они поглощаются еще сильнее, чем в свинце (при одинаковой массе поглотителя на единицу поверхности). Также значительная часть нейтронов, испущенных Al, поглощается в 5 мм Рb ⁴¹. И эти нейтроны в 1 г/см² парафина поглощаются значительно сильнее, чем в 1 г/см² свинца.

В противоположность этому нейтроны, испущенные F, обладают очень большой проникающей способностью. 5 см свинца еще не вызывают заметного уменьшения ионизации ⁴¹. И эти нейтроны в парафине поглощаются сильнее, чем в Рb. По измерениям П. Савеля ⁵³ свинцовый экран в 10 г/см² уменьшает интенсивность этого излучения всего на 10%. Такой же экран из парафина вызывает уменьшение на 70%.

Настоящий обзор экспериментальных данных о поглощении и рассеянии нейтронов в веществе показывает, что этот вопрос далеко еще не выяснен. Точно так же нет ясности и в вопросе о зависимости коэффициента поглощения от атомного номера и плотности поглотителя. Возможно, что причина расхождений опытных данных лежит в зависимости коэффициента поглощения от скорости нейтронов и в различных геометрических условиях опытов, что, благодаря рассеянию, также может приводить к различным результатам. Кроме того, при исследованиях с Em Ra искажающее влияние может оказывать и ионизация, вызываемая вторичными электронами.

X. ТЕОРИЯ ПРОХОЖДЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Теорией прохождения нейтронов через вещество занимались Ж. Детуш^{61, 9}, Мэсси⁶⁴, И. Соломон^{65, 66}, И. Раби⁵⁷, Ж. Платинтеню⁶⁷, Е. Вигнер⁶⁸ и Г. Вик⁶⁹.

Процесс взаимодействия нейтрона с атомным ядром определяется потенциальными полями ядра и нейтрона. Поэтому при рассмотрении этого процесса необходимо сделать определенные предположения о поле нейтрона, что в свою очередь связано с предположением о его строении. Все эти работы рассматривают нейтрон как тесную комбинацию протона с электроном. Но при таком тесном взаимодействии скорости электрона должны быть настолько велики, что пренебречь релятивистскими эффектами нельзя. Таким образом вопрос о строении нейтрона и о столкновениях его с атомными ядрами относится к еще непостроенной релятивистской теории квантов. Поэтому все имеющиеся теоретические работы по этому вопросу следует рассматривать лишь как предварительные.

Мэсси попытался обойти это затруднение, представляя нейтрон как атом водорода „in a nearly zero quantum state“. Физически это означает, что рассматривается движение электрона не в поле протона, а в поле высокого эффективного заряда Z . К такому атому Мэсси применяет приближенную теорию столкновений Борна⁷⁰. Поле нейтрона будет даваться формулой:

$$V(r) = e^2 \left(\frac{1}{r} + \frac{Z}{a_0} \right) e^{-\frac{2Zr}{a_0}}, \quad (3)$$

где a_0 есть радиус первой боровской орбиты водорода, $\frac{Z}{a_0}$ есть „радиус“ нейтрона. Если предположить, что электрон и протон вплоть до расстояний, малых по сравнению с размерами нейтрона, ведут себя как точечные заряды, то столкновение какой-нибудь частицы с нейтроном можно описать как рассеяние этой частицы полем $V(r)$.

Для эффективного сечения соударения Факсен и Гольтсмарк⁷¹ дают выражение:

$$Q = \frac{4\pi}{k^2} \sum_n (2n+1) \sin^2 \delta_n, \quad (4)$$

где $k = \frac{2\pi Mv}{h}$ (M — приведенная масса системы; v — относительная скорость частиц), а δ_n — есть разности фаз волн при рассеянии. Если δ_n мало по сравнению с единицей, то оно может быть вычислено по формуле Мотта⁷¹:

$$\delta_n = \frac{4\pi M}{h^2} \int_0^\infty r V(r) \left\{ I_n + \frac{1}{2} (kr) \right\}^2 dr. \quad (5)$$

Полагая в (4) $\sin \delta_n = \delta_n$, с помощью (5) можно выполнить суммирование. При этом получается формула Борна:

$$Q = \frac{8\pi^2 M^2}{h^4} \int \left| \int V(r') e^{2ikr' \cos \theta' \sin \frac{1}{2}\theta} d\theta' \right|^2 \sin \theta d\theta. \quad (6)$$

На основе этой формулы Массей вычисляет эффективное сечение соударения нейтрона.

Подставляя экспериментальные значения для массы и скорости нейтрона, получаем:

$$k = 4,76 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-1}$$

и отсюда:

$$Q = 5,5 \cdot 10^{-25} \sum_n (2n+1) \sin^2 \delta_n.$$

Подставляя найденное Чадвиком (см. выше) значение $7 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ для радиуса соударения нейтрона, получаем:

$$Q = 1,54 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Отсюда:

$$\sum_n (2n+1) \sin^2 \delta_n = 2,8.$$

Таким образом верхний предел для $\sin^2 \delta_n$ будет $\frac{2,8}{2n+1}$. Массей полагает, что все разности фаз, за исключением δ_0 , малы по сравнению с единицей и их с достаточной точностью можно выразить формулой Мотта. Поэтому для получения точного значения эффективного поперечного сечения из Q , даваемого формулой Борна (6), нужно вычесть поправку, определяемую δ_0 . Поправку эту Массей находит, заменяя в (4) $\sin \delta$ на δ_0 из (5) и вычитая $\sin^2 \delta_0$. Таким образом имеем:

$$Q = \frac{8\pi^2 M^2}{h^4} \int_0^\pi \left| \int_0^\infty V(r') e^{2ikr' \cos \theta' \sin \frac{1}{2}\theta} d\theta' \right|^2 \sin \theta d\theta - \frac{4\pi}{k^2} \left[\frac{16\pi^2 M^2}{h^4} \left\{ \int_0^\infty r V(r) (J_{1/2}(kr))^2 dr \right\}^2 - \sin^2 \delta_0 \right]. \quad (7)$$

Поле взаимодействия нейтрона с ядром заряда Z' по (3) определяется из формулы:

$$V(r) = Z' e^2 \left(\frac{1}{r} + \frac{Z}{a_0} \right) e^{-\frac{2Zr}{a_0}}. \quad (8)$$

Подставляя (6) в (5) и интегрируя, получаем:

$$Q = \frac{4\pi^5 M^2 e^4 Z'^2}{k^4 h^4} \left[\frac{1}{3} \frac{48x^4 + 72x^2 + 28}{x^2(x^2 + 1)^3} - 4 \left\{ \lg \left(1 + \frac{1}{x^2} \right) + \frac{1}{1 + x^2} \right\}^2 \right] + \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0. \quad (9)$$

Здесь $x = \frac{Z}{ka_0}$.

Для определения нижнего предела Z мы можем отбросить в последней формуле член $\frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0$. Подставляя для Q значение $1,54 \cdot 10^{-24}$ см² (для столкновения нейтрона со свинцом), мы получаем $x > 1,0$ и отсюда для эффективного заряда ядра нейтрона $Z > 25\,000$.

Для легких элементов $\delta_0 = 3,5 \frac{Z'}{80}$.

Поэтому поправочный член формулы Борна в этом случае отпадает, и мы получаем, что для легких элементов Q должно быть пропорционально Z'^2 . Однако опыты И. Кюри и Ф. Жолио⁸, Данинга и Пеграма⁴⁸ и Чадвика¹⁷ показывают, что поглощение нейтронов изменяется с Z' медленнее. Так, например, Чадвик для радиуса соударения с углеродом нашел значение $3,5 \cdot 10^{-13}$ см, а для Ag — $5,5 \cdot 10^{-13}$ см. Боннер⁶⁰ также нашел, что для легких элементов Q приблизительно пропорционально Z' .

XI. РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ НЕЙТРОНАМИ

В связи с новыми взглядами на строение атомного ядра особенно интересным становится вопрос о взаимодействии нейтрона с протоном. Для эффективного сечения соударения нейтрона с протоном формула (9) дает такое приближенное выражение:

$$Q \approx \frac{16\pi^5 M^2 e^4 a_0^4}{h^4 Z^4}, \quad (10)$$

где M есть масса протона. Полагая $Z > 25\,000$, мы получаем, что радиус эффективного сечения соударения должен быть меньше $1,4 \cdot 10^{-14}$ см. Это значительно меньше наблюдаемых величин. Так, например, Л. Мейтнер и К. Филипп⁵⁸, считая, что 10^6 α -частиц Ро выбивают из Be 30 нейтронов, и наблюдая с помощью камеры Вильсона число протонов, выбитых нейтронами в определенном телесном углу в известной массе водорода, вычислили, что радиус эффективного сечения соударения нейтрона с протоном должен быть больше, чем $8 \cdot 10^{-13}$ см. Полагая, однако, в формуле (4) отличной от 0 только и подбирая соответствующим образом эту постоянную, Чадвику удалось⁷ получить для эффективного радиуса соударения величину $10 \cdot 10^{-13}$ см, что уже значительно лучше согласуется с опытными данными. Если предположить, что нейтрон

представляет собой некоторый диполь и поле его определяется выражением $\frac{\alpha e^2}{r^2}$, где α момент диполя, то, подставляя это выражение в формулу (5) и полагая, что правая часть мала по сравнению с единицей, получаем:

$$\frac{2\pi^2 M \alpha e^2}{h^2 \left(n + \frac{1}{2}\right)} \ll 1. \quad (11)$$

Если α меньше, чем $2,8 \cdot 10^{-21}$ см²/сек, то для Q можно применить формулу Борна (6).

Для распределения выбитых протонов по углам из формулы (6) получается выражение:

$$I(\varphi) \sin 2\varphi d\varphi = \frac{4\pi^5 \alpha^2 e^4 h^2}{v^2} \operatorname{tg} \varphi d\varphi. \quad (12)$$

Таким образом, если нейтрон представляет собой диполь, то максимальное число протонов будет выбрасываться под углом 90° к направлению движения нейтрона.

Если же поле нейтрона определяется формулой (3), то распределение протонов по углам дается выражением:

$$N(\varphi) \sin 2\varphi d\varphi = \frac{2\pi^5 M^2 e^4 a_0^4}{h^4} \frac{(2Z^2 + k^2 a_0^2 \cos^2 \varphi)^2}{(Z^2 + k^2 a_0^2 \cos^2 \varphi)^4} \sin 2\varphi d\varphi. \quad (13)$$

В этом случае число выбитых протонов стремится к нулю при φ , стремящемся к 0° и к 90°.

Е. Вигнер ⁶⁸ применил к исследованию рассеяния нейтронов протонами метод Факсена и Гольтсмарка ⁷¹. Падающая плоская монохроматическая волна $e^{\frac{ipz}{\hbar}}$ разлагается на ряд шаровых волн:

$$e^{\frac{ipz}{\hbar}} = a_0 \psi_0 + a_1 \psi_1 + a_2 \psi_2 + \dots \quad (14)$$

Для вычисления рассеяния Вигнер предполагает, что потенциальная энергия системы равна $-v$ при расстоянии частиц $r < a$ и равна нулю при расстоянии $r > a$. Для рассеянной волны при $r \rightarrow \infty$ он получает выражение:

$$r^{-1} e^{ip_a(r-a)/\hbar} \left(-\frac{h}{\sqrt{M\varepsilon + ip_a}} - \frac{a}{2} + \frac{0,21 ip_a a^2}{h} \cos \vartheta \right). \quad (15)$$

Здесь p_a есть импульс в системе координат, отнесенной к центру тяжести системы, ε — энергия связи протона с нейтроном (ε может быть определена из дефекта массы Н²) и M — масса протона. Отсюда для интенсивности пучка нейтронов, рассеянных в направлении ϑ , Вигнер находит:

$$I_\vartheta = \left(\frac{h \sqrt{M\varepsilon}}{M\varepsilon + p_a^2} + \frac{a}{2} \right)^2 + \left(\frac{p_a h}{M\varepsilon + p_a^2} + \frac{0,21 p_a a^2}{h} \cos \vartheta \right)^2. \quad (16)$$

Из этой формулы следует, что если p_a не очень мало по сравнению с $\sqrt{M\varepsilon}$ (что вообще соответствует опытным данным) и $0,21 \frac{a^2 (p_a^2 + M\varepsilon)}{h^2}$ не очень мало по сравнению с единицей, то при столкновениях с протонами большая часть нейтронов будет рассеиваться под углом $\vartheta = 0$ по отношению к падающему пучку.

Для поперечного сечения соударения Вигнер получает выражение:

$$q = \frac{8\pi h^2}{M} \frac{1 + a \sqrt{M\varepsilon/h}}{E + 2\varepsilon}, \quad (17)$$

где E — есть кинетическая энергия нейтрона. Эта формула дает значения для q , более или менее согласующиеся с экспериментальными данными только в том случае, если положить, что $a = 0$ (физически это соответствует бесконечно большому значению потенциала в бесконечно узкой области).

Экспериментально вопрос о распределении по углам протонов, выбитых нейтронами, изучали П. Оже и Г. Моно-Герцен⁷³ и

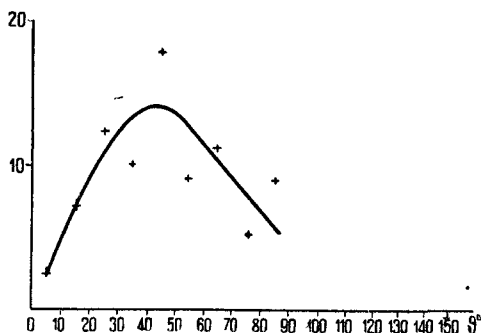


Рис. 12.

Ф. Кюри⁷⁵. Кроме того, как указывало выше, Деннинг и Пеграм⁴⁸ определяли рассеяние нейтронов в парафине. Однако на результатах опытов Деннинга и Пеграма, вероятно, сказалось рассеяние нейтронов углеродом, входящим в состав парафина.

В работе Оже и Моно-Герцена источник нейтронов помещался снаружи камеры Вильсона, на-

полненной водородом. Из фотографий определялся угол ϑ между направлением движения нейтрона и выбитого им протона. Кривая, дающая зависимость от угла ϑ общего числа протонов, с большой энергией выбитых под углом ϑ , приблизительно может быть выражена формулой $N = a \sin \vartheta \cos \vartheta$ (рис. 12) с избытком протонов при угле в 85° .

Переходя к числу протонов, выбиваемых в единице телесного угла, мы получаем функцию распределения грубо соответствующую, что в системе координат, связанной с центром тяжести системы нейтрон — протон дает равномерное распределение по углам*.

* В своей последней работе Мейтнер и Филипп, не разделяя протоны на медленные и быстрые, пришли в общем к таким же результатам. Моно-Герцен (J. d. Phys. et le Rad. Ser. VII, V, 95, 1934), повторив прежние опыты, нашел, что функция распределения для наиболее медленных протонов убывает медленнее, чем $\cos \vartheta$ (прим. при корректуре).

Результаты для медленных протонов у Оже и Моно-Герцена оказались еще менее определенными.

В работе Ф. Кюри источник нейтронов помещался в центре камеры Вильсона, на ее поршне. Источник был заключен в цилиндрическую латунную оболочку, покрытую тонким слоем парафина, из которого и выбивались протоны. Хотя источник нейтронов и не был точечным, такое расположение давало возможность точнее определять угол ϑ между направлением движения нейтрона и протона, чем это можно было сделать в работе Оже и Моно-Герцена. Учитывались только те протоны, следы которых достигали стенок камеры. Таким образом у Кюри принимались во внимание только наиболее быстрые протоны.

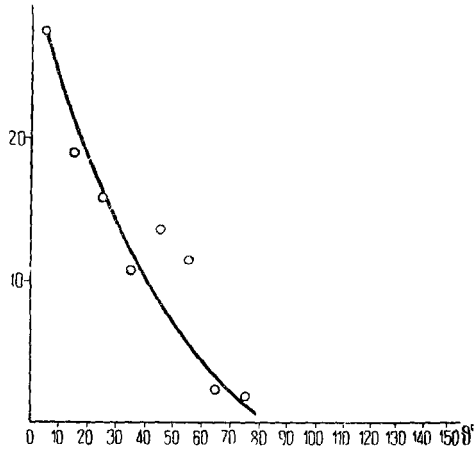


Рис. 13.

Результаты измерений (после введения поправок на геометрические условия опыта) над 160 протонами представлены в табл. 5 и на рис. 13.

ТАБЛИЦА 5

Углы рассеяния ϑ	Число протонов, выбитых в телесном углу Ω , под углом ϑ к направлению движения нейтрона
0 — 10°	27,5
10 — 20°	19,0
20 — 30°	15,8
30 — 40°	10,9
40 — 50°	13,5
50 — 60°	11,5
60 — 70°	2,2
70 — 80°	1,8

Таким образом эти данные Ф. Кюри говорят о более быстром уменьшении числа протонов с увеличением угла, чем это вытекает из данных Оже и Моно-Герцена.

Ф. Кюри считает, что быстрое спадание его кривой действительно существует, но что нельзя еще ручаться, что это действи-

тельно есть свойство взаимодействия нейтронов с протонами, а не вызвано распределением нейтронов по скоростям или какими-нибудь другими причинами.

Возможно, что расхождение между Кюри и Оже и Моно-Герценом объясняется тем, что результаты Кюри относятся к более быстрым протонам, чем у Оже и Моно-Герцена.

Рассеяние нейтронов в парафине под большими углами специально исследовалось Ли⁷⁶. Для отделения эффекта, вызванного нейтронами, от эффекта, вызванного γ -лучами, Ли производил опыты с ионизационными камерами, наполненными Ag и H. (В Ag γ -лучи вызывают значительно больший ионизационный ток, чем в H. Для нейтронов это отношение по порядку величины равно единице). Эти опыты подтвердили, что значительная доля излучения рассеянного парафином под большими углами, состоит из γ -лучей.

Сравнивая число нейтронов, рассеянных парафином под большими углами, с числом нейтронов, рассеянных от соответствующего количества графита, Ли установил, что водород не рассеивает нейтроны под углами, большими 90° *.

Большой интерес представляет происхождение γ -лучей, наблюдаемых Ли. В настоящее время неизвестен процесс, с помощью которого можно было бы объяснить происхождение этих лучей как рассеяние в парафине γ -лучей из $Po + Be$. Поэтому Ли предполагает, что они получаются в результате реакции $n^1 + H^1 \rightarrow H^2$. Из наблюдений Ли вытекает, что такая реакция должна происходить для одной четверти всех соударений нейтрона и протона.

Энергия квантов этих γ -лучей, определенная по поглощению в свинце, оказалась от 2 до $4 \cdot 10^6$ В-электрон, что в общем согласуется с реакцией $n^1 + H^1 \rightarrow H^2$, если для массы нейтрона n^1 принять значения 1,0067, найденное Чадвиком.

Таким образом, если это сообщение Ли подтвердится, то оно явится веским аргументом в пользу массы нейтрона, найденной Чадвиком.

XII. РАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДЕР АТОМОВ НЕЙТРОНАМИ

Благодаря отсутствию у нейтрона электрического заряда потенциальный барьер вокруг атомных ядер для него не существует. Поэтому нейтроны являются особенно удобным средством для расщепления ядер атомов. Впервые нейтроны с этой точки зрения изучал Фэзер^{78,1}. Он помещал источник нейтронов ($Po + Be$), заключенный в латунную оболочку со свинцовой прокладкой, внутрь камеры Вильсона, наполненной смесью из 96%-ного азота и кислорода. На 2000 снимков Фэзер обнаружил около 100 ато-

* Этого и следовало ожидать, так как из применения законов сохранения энергии и количества движения к соударению нейтрона и протона вытекает, что угол между направлением движения нейтрона после соударения и выбитого им протона всегда равен 90° .

мов отдачи азота и 30 вилок, образовавшихся в результате расщепления ядер азота. На рис. 14 и 15 даются два примера таких вилок. Как и следовало ожидать, относительное число неупругих столкновений для нейтронов гораздо больше, чем для α -частиц. Известно, что α -частицы дают 1 расщепление ядра приблизительно на 1000 столкновений; нейтроны — одно на 4.

Расчет количества движения и энергий частиц, образовавшихся в результате расщепления ядра азота, показал, что около половины всех вилок образуется в результате реакции:

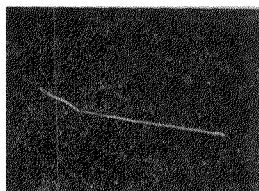
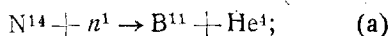


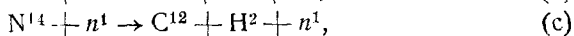
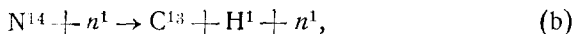
Рис. 14.

налетевший нейтрон входит в состав одного из образующихся при этом ядер*. Для остальных вилок реакция (a) приводит к нарушению закона сохранения количества движения.



Рис. 15.

Фэзер предполагает, что в этих случаях не происходит улавливания нейтрона, т. е. происходит одна из следующих реакций:



Гаркинс, Ганс и Ньюсон⁷⁹, производившие подобные же опыты, считают, что реакции (b) и (c) должны быть отброшены, так как оба следа, образующие такую вилку, слишком толсты и плотны, чтобы один из них можно было приписать H^1 или H^2 . Что касается реакции (d), то в результате ее должно происходить увеличение массы на 0,0077 единиц. А это соответствует потере нейтроном энергии в $(7,1 \pm 4,4)10^6$ V-электрон. Кроме того, часть энергии нейтрона должна передаваться ядрам отдачи B^{11} и He^4 (от 1 до $3 \cdot 10^6$ V-электрон).

В опытах Фэзера только небольшая часть нейтронов могла обладать энергией, достаточной для того, чтобы вызвать такое расщепление. Поэтому Гаркинс, Ганс и Ньюсон предполагают, что эти расщепления происходят по реакции (a), но вызываются нейтронами, которые изменили направление своего движения при рассеянии в окружающем веществе. Расчеты, произведенные на основе этого предположения, дают более правильные значения для энергии нейтронов.

Одним из возможных методов разрешения этого вопроса является изучение изменения числа таких расщеплений при помещении около камеры Вильсона рассеивателя с большой массой.

* Рис. 15 относится именно к этому случаю.

Реакция $N^{14} + n^1 \rightarrow B^{11} + He^4$ особенно интересна потому, что она как раз обратна реакции получения нейтронов из бора. $B^{11} + He^4 \rightarrow N^{14} + n^1$ происходит с поглощением энергии $1,4 \cdot 10^6$ V-электрон. Поэтому можно ожидать, что в обратной реакции эта энергия выделяется. Однако опыты Фэзера показали, что в 10 из 12 случаев происходит поглощение различных количеств энергии. Это указывает на то, что B^{11} образуется в возбужденном состоянии. При переходе в нормальное состояние он должен отдать энергию в виде γ -кванта. То, что поглощаются неодинаковые количества энергии, указывает на несколько энергетических уравнений B^{11} . К аналогичным результатам приходит в своей работе и Гаркинс⁸⁰.

В дальнейшем Фэзер исследовал с помощью нейтронов расщепление кислорода. На 60 простых треках отдачи он получил 8 виллок, соответствовавших реакции расщепления ядра кислорода с улавливанием нейтрона $O^{16} + n^1 \rightarrow C^{13} + He^4$. Во всех 8 случаях поглощалось от 1 до $9 \cdot 10^6$ V-электрон энергии. В опытах Фэзера мы имеем первый пример расщепления ядра кислорода.

Фэзеру удалось наблюдать и один случай расщепления Si^{28} . Реакция эта встречается сравнительно редко, так как происходит с поглощением около $7,5 \cdot 10^6$ V электрон, а только небольшая часть нейтронов из Ве, бомбардируемого α -лучами Po, обладает такой энергией. Гаркинс, Ганс и Ньюсон^{78, 79} получили также несколько снимков с расщеплением Ne^{20} и F^{91} .

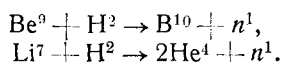
Основные затруднения, встречающиеся в настоящее время при изучении расщепления в камере Вильсона, заключаются в недостаточности данных о кривой пробег-скорость. Возможно, что с уточнением этих данных некоторые из выводов, сделанных на основе этих кривых, придется изменить.

XIII. ПОЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ИОНОВ, УСКОРЯЕМЫХ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Недавно Кран, Лауритсен и Солтан⁹² применили разработанную за последние годы технику получения положительных ионов большой скорости к получению нейтронов из Ве. Дважды ионизированные атомы He ускорялись в разрядной трубке электрическим полем в 1 000 000 V, полученным от каскадного трансформатора. Полученные таким образом искусственные α -частицы попадали на Ве и вызывали испускание нейтронов, присутствие которых обнаруживалось по спаданию парафинированного изнутри электроскопа. После первых качественных опытов при напряжениях в 600 000 и 975 000 V авторы собираются перейти к изучению зависимости выхода нейтронов от энергии возбуждающих α -частиц при таких, сравнительно еще небольших, напряжениях. Благодаря низкому выходу нейтронов изучить эту область с помощью радиоактивных источников очень трудно, так как для получения заметного эффекта требуется слишком большое количество α -частиц.

В следующей работе ⁹³ эти же авторы с помощью своей установки подвергли Be и Li бомбардировке ионами изотопа водорода H². При скорости ионов 900 000 V и при силе ионного тока в 30 μ A Be давал, примерно, в 100 раз больше нейтронов, чем их можно получить с помощью самых сильных источников Po, существующих в настоящее время.

По всей вероятности, нейтроны получались в результате следующих реакций:

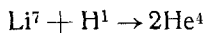


Подсчет энергетического баланса этих реакций дает для нейтронов из Be энергию в $9 \cdot 10^6$ V-электрон, а для нейтронов из Li — $16 \cdot 10^6$ V-электрон.

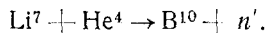
Расщепление Be с испусканием нейтронов при бомбардировке ионами H² подтвердилось и в работе Ливингстона, Гендерсона и Лауренса ⁹⁵. Эти авторы нашли, что при скорости ионов H² в $1,3 \cdot 10^6$ V на 10^6 ионов H² приходится около 10 нейтронов.

В своей последней работе ⁹⁶ Кран и Лауритсен обнаружили, что Li под действием бомбардировки протонами с энергией от 400 до $800 \cdot 10^5$ V-электрон дает не только α -частицы, но и нейтроны.

Они предполагают, что при этом происходит двойная реакция: сначала получают 2 α -частицы:

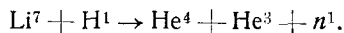


с общей энергией $17 \cdot 10^6$ V-электрон; затем эти α -частицы в свою очередь бомбардируют Li⁷ и вызывают расщепление с выделением нейтрона:



Вероятность этой второй реакции по их наблюдениям оказалась около $2 \cdot 10^{-4}$.

Возможно, однако, что нейтроны выделяются в результате такого процесса:



Однако в настоящее время еще нет данных о He³.

Все эти результаты являются лишь предварительными. Тем не менее, на основании этих опытов можно думать, что уже и в недалеком будущем при исследованиях с нейтронами α -частицы от радиоактивных источников будут вытеснены ионами, разогнанными в электрическом поле.

XIV. НЕЙТРОНЫ И ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ

Опыты Андерсона ⁹⁷, Блеккета и Оккиалини ⁹⁸ показали, что космические лучи при прохождении через вещество вызывают частицы с положительным зарядом и с массой порядка массы

электрона-позитроны. Чадвик, Блеккет и Оккиалини обнаружили⁹⁹, что позитроны появляются и под действием совместной бомбардировки нейтронами и γ -лучами. В их опытах источник нейтронов и γ -лучей ($\text{Po} + \text{Be}$) помещался снаружи камеры Вильсона, вплотную к ее стенке. Изнутри к стенке прикладывался кусок свинца. Снимки, произведенные с магнитным полем в 800 гаусс, показали, что часть электронов, выбивавшихся из свинца, отклоняются магнитным полем в ту сторону, куда должен отклоняться отрицательный заряд, а часть — в противоположную. Для того чтобы доказать, что действительно эти частицы движутся от свинца вглубь камеры, в камере была поставлена металлическая пластинка. Удалось получить несколько снимков, в которых путь частицы виден и до и после пластинки. Кривизна следа частицы всегда была меньше между свинцом и пластинкой. Это доказывает, что скорость частицы была больше именно с этой стороны пластинки, что означает, что действительно эта частица заряжена положительно. Таким образом эти опыты показывают, что излучение Be , также как и космические лучи, способно выбивать из вещества позитроны.

Дальнейшие опыты И. Кюри и Ф. Жолио¹² показали, что, по видимому, позитроны выбиваются не нейтронами, а γ -лучами. Они поместили между камерой Вильсона, в которой наблюдались позитроны, и источником нейтронов и γ -лучей пластинку в 2 см Рb. Нейтроны при этом поглощались всего на 12%, а γ -лучи из Be — на 50%. Опыты показали, что число положительных и отрицательных электронов уменьшилось на 40%. Поэтому нужно думать, что по крайней мере большая часть позитронов выбивается не нейтронами, а γ -лучами. Об этом же говорят и опыты Гринберга¹⁰⁰, получавшего позитроны с помощью γ -лучей Th 6".

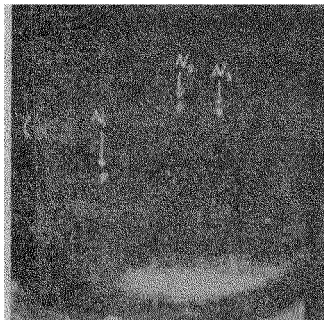


Рис. 16

Г. Лочер¹⁰³, работая на установке, подобной известной установке Блеккетта и Оккиалини, с помощью которой были открыты позитроны, но с тремя счетчиками Гайгера-Мюллера, расположенными не по одной линии, обнаружил, что космические лучи выбивают не только позитроны, но и нейтроны. Установка окружалась большим количеством свинца, меди, железа. На рис. 16 изображена одна из фотографий, полученных Г. Лочером, N_1 , N_2 и N_3 представляют собой атомы отдачи аргона, выбитыми нейтронами. Сравнение этих следов с атомами отдачи аргона, выбитыми нейтронами от ($\text{Po} + \text{Be}$) обнаруживает их полное сходство.

По всей вероятности, эти нейтроны возникают при расщеплении космическими лучами ядер атомов вещества, окружавшего камеру Вильсона.

Оже и Моно-Герцен ¹⁰⁴ также сделали указания на возникновение в окруженной большим количеством вещества камере Вильсона следов, которые по своему характеру не могут быть объяснены радиоактивными загрязнениями.

Подобные же частицы наблюдали и другие авторы. Следует отметить, что Л. В. Мысовский ¹⁰⁵ уже вскоре после открытия нейтронов указывал на возможную связь между космическими лучами и нейтронами.

XV. ВОПРОС О СТРОЕНИИ НЕЙТРОНА

Как мы уже видели, Чадвик из реакции $B^{11} + He^4 \rightarrow N^{14} + n^1$ нашел, что масса нейтрона меньше суммы масс протона и электрона и равна 1,0067. Это вполне согласуется с взглядом на нейтрон как на комбинацию протона и электрона. Однако эта точка зрения приводит к трудностям. Прежде всего оказывается, что сумма масс двух α -частиц и 1 нейтрона меньше массы Be^9 (по Бейнбриджу ¹⁰⁶ 9,0153, при $O = 16$). Поэтому Be^9 с этой точки зрения должен быть радиоактивным. Р. Ланжер и Р. Райт ¹⁰⁷ полагали, что им действительно удалось обнаружить радиоактивность Be . Однако дальнейшие опыты ^{108, 109, 110} показали, что это является ошибкой *. Следующее затруднение заключается в том, что эта точка зрения не в состоянии объяснить, почему внеядерные электроны не притягиваются ядром и не соединяются там с протонами с образованием нейтронов. В частности непонятно, почему атом водорода не превращается в нейтрон с выделением соответствующего количества энергии.

Следующая трудность заключается в том, что для объяснения того, что, например, ядро Be^9 обладает спином $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$, приходится допустить, что и нейтрон обладает этим значением спина и, следовательно, подчиняется статистике Ферми-Дирака. С другой стороны, известно, что вращательный момент сложной частицы, состоящей из четного числа элементарных частиц, должен быть четным кратным вращательного момента элементарной частицы $\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}\right)$. Поэтому нейтрон, состоящий из протона и электрона, должен был бы иметь спин 0 или $\frac{1}{2\pi}$.

Открытие позитронов дало возможность рассматривать как сложную частицу не нейтрон, а протон. Согласно этой гипотезе протон состоит из нейтрона и позитрона. Главным аргументом в пользу этой точки зрения является то значение массы нейтрона, к которому пришли И. Кюри и Ф. Жолио ¹¹². Они исхо-

* Это, конечно, не исключает того, что Be все-таки радиоактивен, но с значительно большим периодом полураспада, чем это полагали Ланжер и Райт. Возможно, что этим и объясняется присутствие в бериллиевых минералах гелия.

дят из предположения, что при бомбардировке бора α -частицами нейтроны выделяют не изотоп бора B^{11} , как это предполагает Чадвик, а изотоп B^{10} :

$$B^{10} + \alpha + W_\alpha = C^{13} + n^1 + \varepsilon^+ + W_1,$$

где ε^+ есть масса позитрона, а W_1 есть кинетическая энергия всех частиц после реакции. Как известно, кроме этой реакции, B^{10} может расщепляться с выделением протона:

$$B^{10} + \alpha + W_\alpha = C^{13} + \pi + W_2,$$

где π есть масса протона и W_2 — опять кинетическая энергия частиц после реакции.

Вычитая одно уравнение из другого, получаем:

$$W_2 - W_1 = n^1 - \pi + \varepsilon^+.$$

Подставляя наблюдаемые значения для энергий и полагая, что масса позитрона равна массе электрона, получаем для массы нейтрона значение 1,011 (He = 4). Это сразу же объясняет устойчивость и вместе с тем относительную непрочность ядра Be^9 . Для энергии нейтронов из $Po + Be$ это дает значение $8 \cdot 10^6$ V-электрон, что в общем согласуется с экспериментальными данными, так как часть этой энергии может испускаться в виде γ -лучей.

Затруднение с объяснением отсутствия превращений протона в нейтрон остается и здесь. Вся разница только в том, что теперь становится непонятным, почему нейтрон не превращается в протон. Правда, чисто гипотетически можно предположить, как это делает Ф. Перрен ¹¹³, что подобное превращение происходит, но только оно ускользает от наблюдений.

Относительно спина эта гипотеза точно так же приводит к затруднению, так как из нее получается, что спин позитрона должен равняться нулю или единице, что противоречит теории позитрона Дирака.

Д. Иваненко ¹¹⁴ указывает, что предположение о том, что протон способен „расщепляться“ на нейтрон и позитрон, приводит к заключению, что в результате взаимодействия кванта и нейтрона может получиться протон и электрон, т. е. если протон „состоит“ из нейтрона и позитрона, то и нейтрон „состоит“ из протона и электрона.

Действительно, И. Кюри и Ф. Жолио показали ¹⁰², что квант $h\nu$ способен превратиться в пару электронов — положительного и отрицательного знака. Энергия кванта должна быть для этого $\geq mc^2$, где m есть масса электрона. Поэтому, присоединив образовавшийся позитрон к нейтрону, мы получим протон и электрон, т. е. мы как бы „расщепили“ нейтрон на протон и электрон. Присоединив к образовавшемуся протону электрон, мы снова получим нейтрон и т. д.

В настоящее время еще нельзя окончательно сказать, какая из двух точек зрения на массу нейтрона — Чадвика или Кюри-Жолио является правильной. И та и другая имеет аргументы и за и против. Но во всяком случае факт отсутствия радиоактивности у Ве является веским аргументом в пользу Кюри-Жолио.

Третье значение для массы нейтрона получили Лауренс, Ливингстон и Льюис¹¹⁵ из своих опытов, в которых пластинки из различных элементов бомбардировались ядрами изотопа водорода H^2 . Они нашли, что при такой бомбардировке при энергии ионов H^2 в $1,2 \cdot 10^6$ V-электрон получаются протоны с пробегом в 18 см (что соответствует энергии $3,6 \cdot 10^6$ V-электрон).

При изменении энергии бомбардирующих ионов H^2 на такую же величину менялась и энергия протонов.

Наиболее простое объяснение этих опытов заключается в том, что при соударении с более тяжелым ядром H^2 расщепляется на протон и нейтрон, причем кинетическая энергия H^2 сообщается протону, а энергия, выделяющаяся при расщеплении H^2 , распределяется между протоном и нейтроном поровну.

Эти выводы подтвердились и в следующей заметке Ливингстона, Гендерсона и Лауренса⁹⁴, которые наблюдали увеличение энергии протонов до $5,2 \cdot 10^6$ V-электрон при увеличении энергии ионов H^2 до $3,0 \cdot 10^6$ V-электрон. Кроме того, эти авторы наблюдали (по протокам, выбитым в ионизационной камере) и нейтроны, получающиеся при такой бомбардировке ионами H^2 . Число этих нейтронов приблизительно соответствовало тому, которое можно было ожидать на основании предположения о расщеплении H^2 на протон и нейтрон.

Из этих опытов получается, что энергия связи H^2 равна $4,8 \cdot 10^6$ V-электрон, что для массы нейтрона дает значение 1,0006, т. е. еще меньше, чем масса нейтрона, найденная Чадвиком.

Понятно, что трудности, связанные с чадвиковским значением массы нейтрона, в этом случае еще более увеличиваются*.

XVI. Нейтроны в теории строения атомного ядра

Открытие нейтронов, естественно, оказало большое влияние на наши взгляды на строение атомного ядра. До открытия нейтронов считалось (см., например, книгу Гамова „Радиоактивность и строение атомного ядра“), что ядро состоит из максимально возможного числа α -частиц, от 0 до 3 протонов и так называемых внутриядерных электронов, число которых меняется от 1 в случае Li^6 до 28 для U^{238} . Как известно, наибольшие трудности (β -распад, несохранение спина) в теории строения ядра связаны с наличием в ядре этих электронов. Поэтому Фурнье еще в 1930 г. предположил, что в ядре эти электроны соединяются с протонами в гипотетические

* В своей последней (цитированной выше) работе Мейтнер и Филипп также приходят к чадвиковскому значению для массы нейтрона. Тем не менее и в настоящее время вопрос этот еще нельзя считать окончательно решенным (прим. при корректуре).

тогда частицы — нейтроны. После экспериментального открытия нейтронов гипотеза об отсутствии в ядре свободных электронов получила обоснование. Таким образом в настоящее время обычно считается, что ядро состоит из Z -протонов и $A - Z$ -нейтронов. 2 протона и 2 нейтрона могут соединиться в α -частицу. Кроме того, возможно, что в состав ядра входит и ядро изотопа водорода H^2 .

Как указывалось, для объяснения наблюдаемых моментов ядер и того факта, что ядро азота подчиняется статистике Бозе-Эйнштейна, приходится допустить, что нейтроны подчиняются статистике Ферми-Дирака^{116,1}. Отсюда, между прочим, следует, что имеющиеся в ядре нейтроны должны располагаться на различных уровнях.

Дополняя эту картину строения ядра предположениями о наличии квантовомеханических обменных сил между нейтроном и протоном и между двумя нейтронами, Гейзенберг¹⁰⁶ и Майорана¹¹⁸ получили выражения для гамилтоновской функции, описывающей ядра атомов (подробнее об этом см. статью Гамова в У. Ф. Н.¹¹⁷).

Предполагая, что для распада необходимым и достаточным условием является положительность энергетического баланса и вводя гипотезу о том, что работы вырывания из ядра нейтрона и протона есть линейные функции отношения числа нейтронов в ядре к числу протонов, Гейзенберг приходит к следующим формулам, определяющим устойчивость ядра по отношению к α -и β -распаду:

$$\frac{n_1}{n_2} \geq C'_1 + C'_2 \sqrt[3]{\frac{n_2}{n_1 + n_2}} \quad (18)$$

и

$$\frac{n_1}{n_2} \leq C_1 + C_2 \sqrt[3]{\frac{n_2}{n_1 + n_2}}. \quad (19)$$

Здесь n_1 и n_2 есть числа нейтронов и протонов в ядре. C_1 и C_2 — константы. Таким образом получается, что в определенной области отношений $\frac{n_1}{n_2}$ ядро делается неустойчивым и начинает распадаться, выделяя либо α -частицу, либо электрон. Эта картина довольно хорошо объясняет чередование двух β - и одного α -распада в области радиоактивных элементов.

Тем не менее такие существеннейшие вопросы, как спин нейтрона, взаимодействие нейтронов с протонами и между собой, появление электрона при β -распаде, непрерывность β -спектров и т. д., остаются нерешенными.

Полагая, что сложной частицей является протон, а не нейтрон, мы приходили к другому взгляду на строение атомного ядра. Согласно Ж. Перрену¹¹⁹ все ядра состоят из нейтронов и позитронов, частично связанных в промежуточные ядра: протоны, ядра изотопа водорода и α -частицы. Электронов в ядре нет. β -распад с этой точки зрения объясняется как превращение кванта $h\nu$ в „пару“

(электрон и позитрон) с последующим улавливанием позитрона в состав ядра. Перрен считает, что такая пара возникает в ядре или около него за счет внутриядерной или внеядерной энергии. Позитрон, соединяясь с одним из нейтронов, входит в состав ядра, а электрон улетает, образуя β -луч. Трудности у этой теории, повидимому, такие же, как и у предыдущей.

БИБЛИОГРАФИЯ

Общие статьи и обзоры

1. E. Rutherford, Proc. Roy. Soc. A. **97**, 374, 1920; перевод см. Успехи физических наук т. II, вып. 2, 1920.
2. G. Sournier, Journ. de Phys. **1**, 194, 1930.
3. J. Chadwick, Nature **129**, 312, 1932.
4. J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. A. **136**, 692, 1932; перевод см. Успехи физических наук, т. XII, вып. 6, 1932.
5. Э. В. Шпольский, Успехи физических наук, т. XII, вып. 4, 1932.
6. W. D. Harkins, The neutron, the element neutron and a nuclear exclusion principle.
7. J. Chadwick (Bakerian Lecture), Proc. Roy. Soc. A. **142**, 1, 1933.
8. I. Curie et F. Joliot, L'existence du Neutron, Paris 1932.
9. I. L. Destouches, Etat actuel de la théorie du Neutron, Paris 1932.
10. Leprince-Ringuet, Les transmutations artificielles etc. Paris 1933.
11. N. F. Mött, Handbuch der Phys. Bd. XXIV, I.
12. Доклад I. Curie et F. Joliot на Сольвеевском конгрессе 1933 г.
13. Р. Х. Фаулер, Успехи физических наук, т. XIII, вып. 5, 1933.
14. М. П. Бронштейн, Успехи физических наук, т. XIII, вып. 5, 1933.
15. I. Curie et F. Joliot, Journ. de Phys. **1**, 21, 1931.
16. W. Bothe, Naturwiss. **21**, 825, 1933.
17. W. Bothe u. H. Becker, Zs. Physik **66**, 289, 1930.
18. H. Becker u. W. Bothe, Naturwiss. **19**, 753, 1931.
19. I. Curie, C. R. **193**, 1412, 1931.
20. F. Joliot, C. R. **193**, 1415, 1931.
21. H. Becker u. W. Bothe, Naturwiss. **20**, 349, 1932.
22. I. Curie et F. Joliot, C. R. **194**, 273, 1932.
23. I. Curie et F. Joliot, C. R. **194**, 876, 1932.
24. de Broglie, F. Dupré la Tour, L. Leprince Ringuet et I. Tibaudeau, C. R. **194**, 1037, 1932.
25. I. Curie et F. Joliot, Nature **130**, 57, 1932.
26. P. Auger, C. R. **194**, 877, 1932.
27. P. Savel, Journ. de Phys. **10**, 609, 1933.
28. R. C. Webster, Nature **129**, 402, 1932.
29. I. Curie et F. Joliot, C. R. **194**, 1229, 1932.
30. H. C. Webster, Proc. Roy. Soc. A. **136**, 428, 1932.
31. H. Becker u. W. Bothe, Zs. Physik **76**, 421, 1932.
32. H. Becker u. W. Bothe, Naturwiss. **20**, 757, 1932.
33. G. Kirsch u. F. Rieder, Wiener Anz. **141**, 1932.
34. F. Rasetti, Naturwiss. **20**, 252, 1932.
35. I. Curie et F. Joliot, C. R. **194**, 2208, 1932.
36. Chadwick, Constable a. Pollard, Proc. Roy. Soc. A. **130**, 463, 1931.
37. Bainbridge, Phys. Rev. **43**, 103, 1933.
38. P. I. Dee, Proc. Roy. Soc. A. **136**, 727, 1932.

39. L. Meitner u. K. Philipp, *Naturwiss.* **21**, 286, 1933.
40. Rasetti, *Zs. Physik.* **78**, 165, 1932.
41. I. Curie et F. Joliot, *C. R.* **196**, 397, 1933.
42. M. Blau u. H. Wambacher, *Wiener Anz.* **22**, 251, 1932.
43. Kirsch u. Rieder, *Wiener Ber.* **141** (2a) 501, 1932.
44. G. Kirsch u. W. Slonek, *Naturwiss.* **21**, 62, 1933.
45. G. Kirsch u. F. Rieder, *Wiener Anz.* **8**, 68, 1932.
46. P. Auger, *C. R.* **195**, 234, 1932.
47. P. Auger, *C. R.* **196**, 170, 1933.
- 47a. P. Auger, *Journ. de Phys.* **12**, 719, 1933.
48. J. R. Dunning a. G. B. Pegram, *Phys. Rev.* **43**, 397, 1933.
49. J. Thibaud et Dupré la Tour, *C. R.* **195**, 655, 1932.
50. J. Thibaud et F. Dupré la Tour, *C. R.* **195**, 1647, 1932.
51. T. W. Bonner, *Phys. Rev.* **44**, 235, 1933.
52. de Broglie, L. Leprince-Ringuet, *Nature* **130**, 315, 1932.
53. P. Savel, *C. R.* **196**, 1482, 1933.
54. I. Curie et F. Joliot, *C. R.* **194**, 708, 1932.
55. de Broglie et L. Leprince-Ringuet, *C. R.* **194**, 1616, 1932.
56. P. Auger et G. Monod-Herzen, *C. R.* **196**, 543, 1933.
57. J. I. Rabi, *Phys. Rev.* **43**, 838, 1933.
58. L. Meitner u. K. Philipp, *Naturwiss.* **20**, 929, 1932.
59. I. Curie et F. Joliot, *Journ. de Phys.* **6**, 278, 1933.
60. T. W. Bonner, *Phys. Rev.* **43**, 871, 1933.
61. J. L. Destouches, *C. R.* **194**, 1909, 1932.
62. H. S. W. Massey, *Nature* **129**, 469, 1932.
63. H. S. W. Massey, *Nature* **129**, 691, 1932.
64. H. S. W. Massey, *Proc. Roy. Soc.* **138**, 460, 1932.
65. I. Solomon, *C. R.* **196**, 607, 1933.
66. I. Solomon, *Journ. de Phys.* **4**, 210, 1933.
67. J. J. Platinceanu, *Zs. Physik.* **84**, 370, 1933.
68. E. Wigner, *Zs. Physik.* **83**, 253, 1933.
69. G. S. Wick, *Zs. Physik.* **84**, 799, 1933.
70. M. Born, *Zs. Physik.* **38**, 803, 1926.
71. Faxén und Holtsmark, *Zs. Physik.* **45**, 308, 1927.
72. Mott, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **25**, 304, 1928.
73. P. Auger et G. Monod-Herzen, *C. R.* **196**, 1102, 1933.
74. F. N. D. Kurie, *Phys. Rev.* **43**, 672, 1933.
75. F. N. D. Kurie, *Phys. Rev.* **44**, 463, 1933.
76. D. E. Lea, *Nature*, **133**, 24, 1934.
77. N. Feather, *Nature* **130**, 237, 1932.
78. N. Feather, *Proc. Roy. Soc.* **136**, 709, 1933. P. I; 142, 689, 1933. P. II.
79. W. D. Harkins, D. M. Gans, H. W. Hewson, *Phys. Rev.* **44**, 529, 1933, P. I.
80. W. D. Harkins, *Phys. Rev.* **43**, 362, 1933.
81. W. D. Harkins, D. M. Gans, H. W. Newson, *Phys. Rev.* **41**, 236, 1933.
82. W. D. Harkins, D. M. Gans, H. W. Newson, *Phys. Rev.* **43**, 384, 1933.
83. F. N. D. Kurie, *Phys. Rev.* **43**, 771, 1933.
84. H. Walke, *Nature* **132**, 242, 1933.
85. Feather, *Nature* **129**, 312, 1932.
86. W. D. Harkins, D. M. Gans, H. W. Newson, *Phys. Rev.* **43**, 236, 1933.
87. G. Kirsch, *Naturwiss.* **21**, 332, 1933.
88. G. Kirsch, *Naturwiss.* **21**, 640, 1933.
89. Deseyve, Kirsch und Rieder, *Wiener Anz.* **7**, Juli 1932.
90. Kirsch und Trattner, *Wiener Ber.* **142**, 71, 1932.
91. W. D. Harkins, D. M. Gans, H. W. Hewson, *Phys. Rev.* **44**, 945, 1933.

92. H. R. Crane, C. C. Lauritsen, A. Soltan, Phys. Rev. **44**, 16, 1933.
93. H. R. Crane, C. C. Lauritsen, A. Soltan, Phys. Rev. **44**, 692, 1933; см. также C. R. **197**, 913, 1933.
94. M. S. Livingston, M. C. Henderson, E. O. Lawrence, Phys. Rev. **44**, 781, 1933.
95. M. S. Livingston, M. C. Henderson, E. O. Lawrence, Phys. Rev. **44**, 782, 1933.
96. H. R. Crane, C. O. Lauritsen, Phys. Rev. **44**, 783, 1933.
97. Anderson, Science **76**, 238, 1932.
98. Blackett and Occhialini, Proc. Roy. Soc. A. **139**, 699, 1933.
- см. перевод Успехи физических наук т. XIII, вып. I, 1933.
99. Chadwick, Blackett, Occhialini, Nature **431**, 473, 1933,
100. M. Grinberg, C. R. **197**, 318, 1933.
101. I. Curie et F. Joliot, C. R. **196**, 1581, 1933.
102. I. Curie et F. Joliot, Journ. de Phys. **8**, 494, 1933.
103. G. L. Locher, Phys. Rev. **44**, 779, 1933.
104. P. Auger et G. Monod-Herzen, C. R. **197**, 1406, 1933.
105. Л. В. Мысовский, Успехи физических наук, т. XII, вып. 5—6, 1932.
106. K. T. Bainbridge, Phys. Rev. **43**, 367, 1933.
107. R. M. Langer, R. W. Raitt, Phys. Rev. **43**, 585, 1933.
108. Gans, Harkins, Newson, Phys. Rev. **44**, 310, 1933.
109. R. D. Evans, M. C. Henderson, Phys. Rev. **44**, 59, 1933.
110. W. Libby, Phys. Rev. **44**, 512, 1933.
111. A. E. Parker, Phys. Rev. **43**, 1035, 1933.
112. I. Curie et F. Joliot, C. R. **197**, 237, 1933.
113. М. П. Бронштейн, Успехи физических наук т. XIII, вып. 5, 1933.
114. Д. Иваненко, Доклады Академии наук СССР № 2, 50, 1933.
115. E. O. Lawrence, M. S. Livingston and G. V. Lewis, Phys. Rev. **44**, 56, 1933.
116. Heisenberg, Zs. Physik. **77**, 1, 1932, Th. I; **78**, 156, 1932, Th. II; 80, 587, 1933, Th. III.
117. Г. Гамов, Успехи физических наук т. XIII, вып. 1, 1933.
118. Ettore Majorana, Zs. Physik. **82**, 137, 1933.
119. J. Perrin, C. R. **197**, 628, 1933.
120. F. Perrin, C. R. **194**, 1343, 1932.
121. F. Perrin, Journ. de Phys. **5**, 96, 1932; см. также Bull. Soc. Franc. de Phys. 324.
122. Wendell M. Latimer, Journ. Am. Chem. Soc. **54**, 2125, 1932.
123. R. F. Bacher and E. U. Condon, Phys. Rev. **41**, 683, 1932.
124. D. Iwanenko, Nature **129**, 798, 1932.
125. D. Iwanenko, Sow. Phys. **1**, 820, 1932.
126. Gapon and Iwanenko, Naturwiss. **20**, 792, 1932.
127. E. Gwynne Jones, Nature **130**, 580, 1932.
128. P. Acholme, C. R. **196**, 614, 1933.
129. Grosse, Phys. Rev. **43**, 143, 1933.
130. J. J. Placinteanu, C. R. **196**, 1474, 1933.
131. I. Curie et F. Joliot, C. R. **196**, 1885, 1933.
132. J. J. Placinteanu, C. R. **197**, 539, 1933.
133. D. Iwanenko, Nature **130**, 892, 1932.
134. H. Rausch von Traubenberg, Naturwiss. **20**, 934, 1932.
135. I. F. Carlson and I. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **41**, 763, 1932.
136. W. Braunbek, Zs. Physik. **77**, 534, 1932.
137. E. N. Gapon, Zs. Physik, **79**, 679, 1932, Th. I; 81, 419, 1933, Th. II; 82, 404, 1933, Th. III; 84, 509, 1933, Th. IV и V.
138. S. Flügge, Zs. Physik, **81**, 491, 1933.
139. W. Wessel, Zs. Physik. **82**, 415, 1933.

140. F. Perrin, C. R. **195**, 775, 1932.
 141. W. Swietoslawski, Nature **130**, 964, 1932.
 142. Alfred Lange, Phys. Rev. **43**, 620, 1933.
 143. F. Perrin, C. R. **195**, 236, 1932.
 144. D. Meksyn, Nature **131**, 336, 1933.
 145. N. Thon, Nature **131**, 878, 1933.
 146. W. Elsasser, Nature **131**, 764, 1933.
 147. G. W. Todd, Nature **132**, 65, 1933.
 148. I. Estermann, R. Frisch, O. Stern, Nature **132**, 169, 1933.
 149. Th. Sexl, Nature **132**, 174, 1933.
 150. B. Wenkatesacher und T. S. Sublaraya, Zs. Physik **85**, 264, 1933.
 151. H. Schüler, H. Westmeyer, Naturwiss. **21**, 674, 1933.
 152. J. J. Placinteanu, C. R. **197**, 549, 1933.
 153. B. M. Sen, Nature **132**, 518, 1933.
 154. Heisenberg, Доклад на Сольвеевском конгрессе 1933 г.
 155. H. Mandel, Sow. Phys. **4**, 646, 1933.
 - Разные статьи о нейтронах
 156. Richard Swinne, Zs. techn. Phys. **13**, 279, 1932.
 157. P. B. Moon, Nature **130**, 57, 1932.
 158. S. Pienkowski et J. Starkiewicz, Acta phisica Polonica II, 105, 1933
 159. H. Herszfinkiel et A. Wronsberg, Acta phisica Polonica II, 157, 1933
 160. W. Meissner u. Steiner, Zs. Physik. **80**, 1, 1933.
 161. G. Bernardini, Z. Physik. **85**, 555, 1933.
-