

М 55
АКАДЕМИЯ НАУК СССР
НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ

Проф. Л. В. МЫСОВСКИЙ

НОВЫЕ ИДЕИ
В ФИЗИКЕ АТОМНОГО
ЯДРА

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

53
М 95

Депозитарий

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА С С Р

1965

Проф. Л. В. МЫСОВСКИЙ

НОВЫЕ ИДЕИ
В ФИЗИКЕ АТОМНОГО ЯДРА

ТРЕТЬЕ ДОПОЛНЕННОЕ И ПЕРЕРАБОТАННОЕ
ИЗДАНИЕ

Получено

РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА 1940 ЛЕНИНГРАД

НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ

Под общей редакцией акад. С. И. Вавилова

Ответственный редактор
акад. С. И. Вавилов

Техн. редакторы П. А. Савельев и В. М. Юрова. — Корректор А. С. Шамбан

Сдано в набор 4 октября 1938 г. — Подписано к печати 17 февраля 1940 г. — Формат бум. 60 X 92³/₄. — 240 стр. — 15 печ. л. — 15,65 уч.-изд. л. — Бум. л. 7,5. — 43 100 тип. зн. в 1 п. л. — Тираж 3000. — Уполн. Главиздата № А-785. — РИСО № 592. — АНИ № 1072. — Зенит № 1613.

Цена 6 руб., перепл. 1 руб.

Типо-автография Издательства Академии Наук СССР, Ленинград, В. О., 9 линия, 12



Л. В. Мысовский
(19. II. 1888 — 28. VIII. 1939)

ПРЕДИСЛОВИЕ К ТРЕТЬЕМУ ИЗДАНИЮ

В третьем издании сохранен прежний план изложения. В первых шести главах сделаны некоторые необходимые изменения и сокращения устаревшего материала. Наибольшему изменению подверглась гл. VIII второго издания, посвященная обзору ядерных реакций, — вместо нее написано пять глав: VII, VIII, IX, X и XI. Это пришлось сделать по той причине, что в настоящее время, говоря о ядерных реакциях, уже нельзя весь материал (более 600 различных реакций) вместить в одну главу. В перечисленных новых главах реакции рассмотрены по отдельным типам. Почти для каждого типа даны численные примеры, которые позволят читателю не только понять, но, так сказать, и почувствовать особенности ядерных превращений. Общее представление о наших знаниях в области физики атомного ядра дают таблицы, взятые из последнего обзора Ливингстона и Бете, помещенного в „Reviews of Modern Physics“, July 1937. Вместо заключения, помещенного во втором издании, в настоящем издании дана новая глава (XII): „Строение атомного ядра и гипотеза Бора“. В этой главе в элементарной форме подводится итог современных знаний и представлений об атомном ядре. Глава о космических лучах (гл. VII второго издания) поставлена последней, так как ее содержание еще мало связано с явлениями, наблюдаемыми при ядерных реакциях, протекающих в лабораторных условиях. В приложении, как и в предыдущем издании, даны основные понятия по квантовой механике.

Февраль 1939 г.

Л. Мысовский

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Многие интересные научные положения в первое время после своего открытия кажутся настолько сложными и трудными для понимания, что ими занимаются только выдающиеся специалисты данной области. Но если эти положения выражают собой общие законы природы, то, по мере развития науки и техники, они становятся доступными все более и более широкому кругу лиц. За примерами ходить не далеко. Максвелловская теория предста-

вляла собой не так давно высшее достижение человеческого знания, с которым специалисты знакомились не раньше, чем на 4-м курсе университета. Теперь же приемники радиоволн строят даже дети школьного возраста. Большую роль в разъяснении трудных теоретических положений науки играет соответствующим образом поставленный эксперимент. Еще со времен Фарадея известно, что при помощи правильно подобранного эксперимента можно так иллюстрировать опытами какой-либо закон природы, что он будет доступен для любой аудитории. Но время блестящих лекционных экспериментов уже прошло. Многие установки, воспроизводящие тонкие явления природы, строятся годами и не могут быть вынесены из той лаборатории, где они собраны. Но это нисколько не уменьшает доступности современных экспериментов. Фотографические снимки, автоматические записи и т. д. в одинаковой мере доступны как самому получившему их экспериментатору, так и тому, кто даст себе труд с ними ознакомиться. Все эти общие положения можно с полным правом применить к явлениям, связанным с превращением элементов, — явлениям радиоактивности. Прежде всего надо сказать, что благодаря открытию целого ряда новых экспериментальных фактов процесс радиоактивного распада уже не является для нас столь же недоступным, как несколько лет тому назад. Искусственное расщепление и искусственная радиоактивность делают этот процесс для нас более понятным. В значительной мере помогает этому и применение волновой механики к выяснению основных черт радиоактивных явлений. Богатый экспериментальный материал позволяет сделать основные выводы учения о превращении элементов доступными читателю со средним образованием. Попытка использовать этот материал для указанной цели сделана мною при изложении основных явлений радиоактивности. За исключением последней главы, предполагающей у читателя умение дифференцировать, все остальные главы требуют для своего понимания только элементарных сведений по математике и физике. Неподготовленный читатель мог бы эту последнюю главу и пропустить, не нарушив этим связности всего предыдущего изложения. Что же касается потребности в таком не слишком популярном описании основных данных радиоактивности, то мне кажется, что в ней не приходится сомневаться, если учесть тот огромный интерес, который проявляется в настоящее время ко всему, что связано с превращением элементов.

15/VIII 1934 г.

Л. Мысовский

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Несмотря на то, что после появления первого издания прошло лишь около года, во втором издании необходимо было сделать некоторые изменения и дополнения. Эти дополнения

касаются главным образом новых фактов, относящихся к изучению нейтронов и искусственной радиоактивности. § 4 гл. V первого издания выделен в самостоятельную главу: „Искусственные радиоэлементы, получаемые при помощи нейтронов“. В параграфе же 4-м гл. V во втором издании изложены некоторые соображения о том, что атомное ядро состоит из протонов и нейтронов. Во втором издании добавлена гл. VIII: „Обзор ядерных реакций и возможность их практического применения“. Иллюстрацией к этой главе служит таблица ядерных реакций (табл. VIII), помещенная в конце книги. Гл. VII первого издания: „Применение квантовой механики к изучению атомного ядра“, дана во втором издании в виде приложения. В остальном текст первого издания оставлен почти без изменений.

17/VII 1936 г.

Л. Мысовский

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
-----------------------	---

Глава I. Научение ядра как центральная проблема современной физики

§ 1. Предположение об эволюции химических элементов	9
§ 2. Попытки алхимиков получить золото искусственным путем	10
§ 3. Основные законы химии	11
§ 4. Периодическая система элементов	12
§ 5. Законы сохранения вещества и энергии в применении к химическим реакциям	14
§ 6. Радиоактивные вещества и их излучения	15
§ 7. Закон сохранения материи и энергии	18
§ 8. Энергетический баланс ядерных реакций	21
§ 9. Изотопы	24
§ 10. Новые идеи в физике атомного ядра	25

Глава II. Установки для расщепления атомных ядер

§ 1. Работы с трансформатором Тесла	30
§ 2. Ударный генератор	33
§ 3. Трансформатор постоянного тока	35
§ 4. Ротационный повыситель напряжения	38
§ 5. Работы Кокрофта и Уолтона	39
§ 6. Расщепление атома при помощи синхронного ускорителя протонов и дейтронов в магнитном поле	42
§ 7. Наблюдение расщепления атома при помощи камеры Вильсона	53
§ 8. Применение счетчиков Гейгер-Мюллера	58

Глава III. Нейтроны и их свойства

§ 1. Открытие нейтронов	61
§ 2. Масса нейтрона	66
§ 3. Рассеяние нейтронов	68
§ 4. Наблюдение нейтронов при помощи камеры Вильсона	74
§ 5. Наблюдение нейтронов при помощи фотографических пластинок с толстым эмульсионным слоем	76
§ 6. Проникающая способность нейтронов	77

Глава IV. Позитроны

§ 1. Открытие позитронов	79
§ 2. Теория Дирака	80
§ 3. Наблюдение позитронов при помощи камеры Вильсона	83

§ 4. Образование пар из позитрона и электрона	84
§ 5. Масса позитрона	86
§ 6. Продолжительность жизни позитрона	87

Глава V. Искусственная радиоактивность

§ 1. Открытие искусственной радиоактивности	90
§ 2. Искусственная радиоактивность, вызываемая α -лучами	91
§ 3. Искусственная радиоактивность и строение атомного ядра	93

Глава VI. Искусственные радиоэлементы, получаемые при помощи нейтронов

§ 1. Основные типы ядерных реакций	97
§ 2. Действие замедленных нейтронов на атомные ядра	102
§ 3. Избирательное поглощение нейтронов	108
§ 4. Общий обзор искусственных радиоэлементов	110

Глава VII. Расщепление атомных ядер α -частицами

§ 1. Реакции типа $\alpha - p$. Энергетические уровни атомного ядра	123
§ 2. Реакция типа $\alpha - n$. Образование возбужденного ядра ${}^*Be_4^8$	129

Глава VIII. Расщепление атомных ядер протонами

§ 1. Реакции типа $p - \alpha$. Образование нормального ядра Be_4^8 и вычисление его массы	134
§ 2. Реакции типа $p - d$ и $p - \gamma$. Источник γ -лучей в 17 млн. электрон-вольт	136
§ 3. Реакции типа $p - n$	141

Глава IX. Бомбардировка атомных ядер дейтронами

§ 1. Реакции типа $d - \alpha$. Образование возбужденного ядра ${}^*C_6^{12}$	142
§ 2. Реакции типа $d - p$ и $d - p, \alpha$. Практическое значение радионатрия. Механизм реакции у тяжелых частиц	147
§ 3. Реакции типа $d - n$ и $d - n, \alpha$. Источник нейтронов, эквивалентный 200 кг радия	154

Глава X. Бомбардировка атомных ядер нейтронами

§ 1. Реакции типа $n - \alpha$. Колоссальные эффективные сечения у бора и лития	161
§ 2. Реакция типа $n - p$. Условия возможности этой реакции	167
§ 3. Реакции типа $n - \gamma$. Прилипание нейтронов	169
§ 4. Реакции типа $n - 2n$. Особенности бомбардировки атомных ядер нейтронами в 20 млн. электрон-вольт	175

Глава XI. Бомбардировка атомных ядер γ -лучами

§ 1. Действие γ -лучей естественных радиоэлементов. Источник нейтронов $Be + \gamma$	178
§ 2. Действие искусственных γ -лучей на атомные ядра. Значение ядерного фотозффекта	179

Глава XII. Строение атомного ядра и гипотеза Бора

§ 1. Определение масс	182
§ 2. Энергия связи и энергетические уровни	186
§ 3. Изотопы, изобары и изомеры	194

§ 4	Определение резонансных уровней тяжелых ядер при помощи нейтронов	201
§ 5	Гипотеза Бора и ее следствия	202

Глава XIII. Космические лучи

1.	Энергия космических лучей	208
2.	Образование ливней	212
3.	Природа и происхождение космических лучей	213
4.	Присутствие тяжелых частиц в космических лучах	217
5.	Открытие баритрона	219
6.	Наблюдение расщепления атомов космическими лучами при помощи фотографических пластинок с толстым эмульсионным слоем	220
7.	Расщепление атомных ядер космическими лучами по наблюдениям в камере Вильсона	224

Приложение. Применение волновой механики к изучению атомного ядра

1.	Кванты света и волны материи	225
2.	Аномальное рассеяние α -частиц	230
3.	Теория естественного α -распада	235
4.	Особенности β -распада радиоактивных элементов	237

ГЛАВА I

ИЗУЧЕНИЕ ЯДРА КАК ЦЕНТРАЛЬНАЯ ПРОБЛЕМА СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ ОБ ЭВОЛЮЦИИ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ. — ПОПЫТКИ АЛХИМИКОВ ПОЛУЧИТЬ ЗОЛОТО ИСКУССТВЕННЫМ ПУТЕМ. — ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ХИМИИ. — ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ. — ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ ВЕЩЕСТВА И ЭНЕРГИИ В ПРИМЕНЕНИИ К ХИМИЧЕСКИМ РЕАКЦИЯМ. — РАДИОАКТИВНЫЕ ВЕЩЕСТВА И ИХ ИЗЛУЧЕНИЯ. — ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ МАТЕРИИ И ЭНЕРГИИ. — ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ. — ИЗОТОПЫ. — НОВЫЕ ИДЕИ В ФИЗИКЕ АТОМНОГО ЯДРА.

§ 1. Предположение об эволюции химических элементов. Все в окружающей нас природе непрерывно изменяется, — иногда эти изменения происходят быстро, иногда же, наоборот, крайне медленно и почти незаметно. Исключений из этого правила нет и не может быть. Если обыденный опыт и наблюдения в некоторых случаях как будто и противоречат ему, то это означает только то, что или самый опыт был проведен недостаточно тщательно, или же наблюдение производилось в течение слишком короткого промежутка времени. Хороший пример этого, как известно, дает биология: виды животных и растений долгое время считались чем-то весьма постоянным, однако садоводам путем скрещивания и особой культуры удалось вывести целый ряд новых форм плодовых деревьев и цветов; таким же путем были выведены и новые породы полезных для человека животных. Дарвин, основываясь, с одной стороны, на такого рода опытах, а с другой — на данных палеонтологии, написал свою знаменитую книгу „Происхождение видов“. Нужно, однако, сказать, что физикам, занимавшимся изучением происхождения химических элементов и превращения их, пришлось проделать гораздо более трудный путь, чем Дарвину и другим биологам-эволюционистам. В распоряжении физиков до сравнительно недавнего времени совсем не было данных, указывавших на какой-либо факт изменчивости химических элементов. Напротив, спектральный анализ звезд достоверно показал, что даже в самых отдаленных частях вселенной находятся лишь те же элементы, с которыми мы имели возможность ознакомиться на поверхности земли. Можно было думать, что процессы преобразования элементов, если и происходили когда-либо в мировом

пространстве, то к нашей эпохе они уже закончились одинаковым для всей вселенной образом, и нам остается лишь считаться с тем материалом, который нам предоставляет природа. В настоящее время, однако, мы знаем, что правы были те ученые, которые, несмотря на отсутствие опытных данных, продолжали думать, что и в окружающей нас природе происходит непрерывное превращение элементов. Теперь мы с полным правом уже можем сказать, что располагаем многочисленными и твердо установленными фактами изменчивости химических элементов. Для того чтобы достаточно ясно представить себе грандиозные успехи физики, которые привели к накоплению этих фактов, нужно хотя бы кратко остановиться на истории учения о превращении элементов.

§ 2. Попытки алхимиков получить золото искусственным путем. Интерес к превращению элементов и смутная уверенность в возможности производить такое превращение искусственным путем никогда не угасали у человечества. Оставляя в стороне различные умозрения древних философов, мы остановимся несколько подробнее на стараниях алхимиков добиться превращения элементов экспериментальным путем. Количество лиц, посвящавших свое время и силы этой весьма неблагодарной по тому времени задаче, показывает, насколько уже в средние века был велик интерес к разбираемому здесь вопросу. Правда, с нашей, современной точки зрения этот интерес был весьма наивен, но, если принять во внимание состояние научных знаний в то время, взгляды алхимиков будут вполне понятны. Химии — как науки — тогда еще не существовало, а между тем обыденный опыт указывал на возможность получать различные вещества, комбинируя их отдельные составные части. Особенно хорошо этот процесс соединения и разложения тел происходил при подогреве (еще и теперь одним из главных приборов, которыми пользуются химики, является газовая горелка). Алхимики знали это свойство высоких температур и надеялись, найдя соответствующий рецепт, получить в своих тиглях и ретортах золото. Несомненно, что среди алхимиков были шарлатаны, которые, обещая добывать золото искусственным путем, в действительности стремились только нажиться за счет тех средств, которые отпускались им на производство опытов. Были, однако, среди них и глубоко убежденные люди, совершенно искренно думавшие, что только недостаток средств не позволяет им довести свои опыты до благополучного конца. Основным недостатком всех этих опытов было то, что алхимики обращали внимание главным образом на качественную сторону явлений и почти совсем не занимались их количественной стороной. Беря, напр., камень, называемый свинцовым блеском, алхимики получали из него свинец, а из свинца им удавалось получать серебро. Если бы эти опыты сопровождалось взвешиванием, можно было бы убедиться, что при этом проис-

ходит не превращение свинцового блеска в свинец и свинца в серебро, а лишь выделение свинца, заключавшегося в свинцовом блеске, и выделение серебра, содержащегося в виде примеси в свинце. Но алхимики, как было уже сказано, не считали нужным заботиться о каких-либо точных данных и потому пришли к ошибочному заключению о превращении свинцового блеска в свинец и свинца в серебро. Допуская возможность такого рода превращений вообще, уже не трудно было допустить и возможность превращения серебра в золото. Несмотря на свои заблуждения и ошибки, алхимики собрали большой фактический материал и таким образом подготовили почву для возникновения нзвой по тогдашнему времени научной дисциплины — химии.

§ 3. Основные законы химии. Моментом возникновения химии, как науки, нужно считать замечательные по тому времени опыты Лавуазье, произведенные в 1774 г. В этих опытах Лавуазье, пользуясь весами, с несомненностью доказал, что окисление металлов происходит от соединения их с кислородом, а восстановление окислов есть обратный процесс выделения того же кислорода. Своими опытами Лавуазье нанес окончательный удар высказанной Сталем на основании работ алхимиков гипотезе о флогистоне — особом веществе, которое выделяется при окислении и поглощается при восстановлении. С этого момента химия, идя по пути количественного анализа, указанного Лавуазье, начинает быстро развиваться и устанавливает ряд основных законов, которым подчиняются все химические реакции. Для нас здесь важно отметить два основных положения: 1) все тела в природе подразделяются на простые, которые уже не могут быть разложены, и сложные, представляющие собой соединения простых тел; 2) все процессы в природе подчиняются закону сохранения вещества и закону сохранения энергии. Оба эти положения обеспечили дальнейший расцвет химии и дали ей возможность достигнуть того высокого научного уровня, который мы наблюдаем в настоящее время. Отметим, однако, уже здесь, что оба эти положения в приведенной нами выше формулировке, несмотря на то, что они оправдываются на опыте при всех химических реакциях, оказываются неприемлемыми для современных физиков-радиологов. Чтобы не дать повода к недоразумениям, следует указать, что речь идет не о том, что оба эти положения неправильны, а лишь о том, что они недостаточно общи для того, чтобы их можно было применять к явлениям радиоактивности. Примеров формулировок с различной степенью общности можно привести из области физики очень много. Возьмем хотя бы такой простой и общеизвестный закон, как закон Ома. Для постоянного тока он, как известно, пишется в такой форме:

$$I = \frac{E}{R}, \quad (1)$$

где I — сила тока, E — электродвижущая сила и R — сопротивление. Для переменного тока формула (1) оказывается уже непригодной и должна быть заменена более сложным выражением:

$$I_0 = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (2)$$

где I_0 и E_0 — амплитудные значения силы тока и электродвижущей силы, R — попрежнему сопротивление, L — самоиндукция, C — емкость и ω — частота. Обе формулы (1) и (2) верны, но общность их различна. Формула (1) есть лишь частный случай формулы (2). То же самое имеет место и для двух приведенных выше основных положений химии. Для изучения химических реакций оба эти положения будут вполне правильны и законны, при изучении же явлений радиоактивности их надо будет заменить более общими законами. Для того чтобы подойти к этой более общей формулировке и выяснить ее необходимость, мы предварительно должны несколько подробнее остановиться на применении этих законов в химии.

§ 4. Периодическая система элементов. После Лавуазье, вплоть до момента открытия явления радиоактивности, уверенность в невозможности каким-либо способом разложить простые тела на их составные части все более и более укрепилась по мере накопления опытного материала. Чтобы это не показалось голословным, предоставим слово творцу периодической системы элементов Д. И. Менделееву („Основы Химии“, изд. 1903 г.):

„Многие древние философы принимали одну первичную материю. Это отражается до нашего времени в постоянном стремлении уменьшить число простых тел, напр., доказать, что в броме содержится хлор или что хлор содержит кислород. Множеством путей старались опытно и умозрительно доказать сложность простых тел. Все труды до сих пор были напрасны, и уверенность в том, что первичная материя не столь однородна, как хотелось бы уму в его первоначальном порыве скорого обобщения, — укрепляется из года в год“.

Мы привели здесь выдержку из книги Менделеева потому, что после открытия периодической системы элементов уверенность в постоянстве и неразложимости простых тел достигла своего апогея. При взгляде на табл. I, где приведена периодическая система элементов, мы можем понять, откуда рождалась такая уверенность в постоянстве химических элементов. Каждый элемент занимает вполне определенное место в таблице, соответствующее его химическим свойствам, элементы располагаются по возрастающему атомному весу. Вновь открываемые элементы занимали свободные клетки, причем свойства их можно было предсказать заранее. Предположению, что первичной материей

Периодическая система элементов Д. И. Менделеева

Периоды	Ряды	Группа I a b	Группа II a b	Группа III a b	Группа IV a b	Группа V a b	Группа VI a b	Группа VII a b	Группа VIII	(0)
I	1	1 H 1.0078								2 He 4.002
II	2	3 Li 6.940	4 Be 9.02	5 B 10.82	6 C 12.00	7 N 14.008	8 O 16.000	9 F 19.000		10 Ne 20.183
III	3	11 Na 22.997	12 Mg 24.32	13 Al 26.97	14 Si 28.06	15 P 31.02	16 S 32.06	17 Cl 35.457		18 Ar 39.94
IV	4	19 K 39.096	20 Ca 40.08	21 Sc 45.10	22 Ti 47.90	23 V 50.95	24 Cr 52.01	25 Mn 54.93	26 Fe 27 Co 28 Ni 55.84 58.94 58.69	
	5	29 Cu 63.57	30 Zn 65.38	31 Ga 69.72	32 Ge 72.6	33 As 74.93	34 Se 78.96	35 Br 79.916		36 Kr 83.7
V	6	37 Rb 85.45	38 Sr 87.63	39 Y 88.925	40 Zr 91.22	41 Nb 92.91	42 Mo 96.0	43 Tc (97.8)	44 Ru 45 Rh 46 Pd 101.7 102.9 103.7	
	7	47 Ag 107.880	48 Cd 112.41	49 In 114.8	50 Sn 118.7	51 Sb 121.76	52 Te 127.5	53 I 126.92		54 X 131.3
VI	8	55 Cs 132.81	56 Ba 137.36	57 La 138.92	58 Ce 140.13	59 Pr 140.92	60 Nd 144.27	61* (II) 146.0	62 Sm 63 Eu 150.43 152.0	64 Gd 65 Tb 66 Dy 157.3 159.2 162.46
		67 Ho 68 Er 163.3 167.64 169.4	69 Tu 70 Yb 71 Lu 173.04 175.0	72 Hf 178.6	73 Ta 181.4	74 W 184.0	75 Re 186.31	76 Os 77 Ir 78 Pt 190.8 193.1 195.23		
VII	9	79 Au 197.2	80 Hg 200.61	81 Tl 204.39	82 Pb 207.22	83 Bi 209.0	84 Po (210.0)	85* Ab		86 Em 222.0
	10	87* Vi	88 Ra 226.97	89 Ac (227)	90 Th 232.12	91 Pa 231	92 U 238.14			

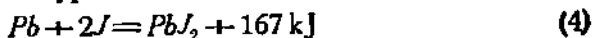
является водород, противоречило то обстоятельство, что атомные веса не были целыми кратными от атомного веса водорода.

Однако не все обстояло благополучно в периодической системе: у иода и теллура последовательность атомных весов не сохранялась, редкие земли не подчинялись как следует закону периодичности, в клетках восьмой группы элементы были скучены. Кроме того, самый закон периодичности химических элементов оставался совершенно непонятным до тех пор, пока благодаря открытию радиоактивных превращений не был дан ключ к его объяснению.

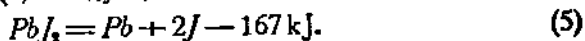
§ 5. Законы сохранения вещества и энергии в применении к химическим реакциям. Возьмем какое-либо из обычных химических уравнений, напр. уравнение реакции образования иодистого свинца при взаимодействии между свинцом и иодом. Как известно, эта реакция пишется так:



Для нас здесь важно отметить, что эта формула написана на основании закона сохранения вещества. Только при этом условии мы можем утверждать, что сумма весов тел, вступивших в реакцию, равна сумме весов тел, получившихся по окончании этой реакции. Материя не может ни уничтожиться, ни появиться вновь, и поэтому, если взвешивание до и после реакции дает различные данные, то это значит, что опыт был произведен недостаточно тщательно и не было учтено участие в реакциях каких-либо летучих и газообразных тел. Можно, однако, рассмотреть ту же реакцию и с несколько другой точки зрения. Вместо того чтобы обращать внимание на массы реагирующих веществ, мы можем написать уравнение для энергий, связанных с компонентами, и для энергии, выделяющейся или поглощаемой при данной реакции. В уравнении



символ Pb выражает уже не массу, а химическую энергию, связанную с грамм-атомом свинца, I — такую же энергию для грамм-атома иода, PbI_2 — энергию грамм-молекулы иодистого водорода; член 167 кJ прибавлен потому, что при этой реакции выделяется 167 килоджоулей тепла. Все уравнения такого типа целиком оправдываются на опыте, так как по существу они представляют собой лишь применение закона сохранения энергии к химическим реакциям. Поэтому с термохимическими уравнениями можно производить все алгебраические действия. Так, напр., из уравнения (4) следует, что



Иначе говоря, при разложении иодистого свинца поглощается энергия в 167 килоджоулей. Термохимия представляет собой в настоящее время обширный отдел физической химии, и ею

накоплен громадный опытный материал. И все же мы должны будем прийти к заключению, что и закон сохранения энергии, и закон сохранения вещества представляют собой лишь частные случаи другого более общего закона и оправдываются на опыте лишь приблизительно. Однако ошибка при этом так мала, что в случае химических реакций она не может быть обнаружена даже при помощи самых чувствительных приборов.

§ 6. Радиоактивные вещества и их излучения. В § 1 уже говорилось о том, что в распоряжении физиков долгое время не было фактов, свидетельствующих об изменчивости химических элементов. С открытием радиоактивности этот пробел оказался восполненным. Интересно отметить, что элементы уран и торий были известны и изучались наряду с другими химическими элементами задолго до открытия радиоактивности. Это обстоятельство объясняется, конечно, тем, что интенсивность излучения у этих двух элементов очень слаба и обнаружить ее можно лишь путем специальных опытов. Напомним о той счастливой случайности, которая помогла Беккерелю обнаружить, что в полной темноте урановые соли действуют на фотографическую пластинку. Беккерель занимался изучением фосфоресценции. Среди фосфоресцирующих веществ, взятых им для производства опытов, находилась и двойная соль калия и урана; оказалось, что урановая соль действительно вызывает почернение фотографической пластинки. При дальнейшем и более тщательном изучении открытого им явления Беккерель нашел, что почернение пластинки не связано с фосфоресценцией. Урановая соль, сохранявшаяся в течение нескольких месяцев в темноте, действовала на фотографическую пластинку так же, как и предварительно освещенная. Конечно, это не простая случайность, а, так сказать, случайность научного порядка, заключающаяся в том, что исследователь, тщательно изучая какое-либо уже более или менее известное явление, встречается с новым и совершенно неожиданным фактом. Мы подробнее остановились на первоначальных исследованиях Беккереля по радиоактивности потому, что они характерны и для дальнейших открытий в этой области.

Отметим еще одну особенность открытия радиоактивных элементов. Известно, что, для того чтобы получить несколько миллиграммов радия-элемента, нужно переработать тонны исходного материала. Этим исходным материалом служат урановые руды, встречающиеся довольно редко. Месторождений радиевых руд, имеющих промышленное значение, так мало, что здесь не трудно будет их перечислить. Наиболее известным и исследованным является месторождение в Иохимове в Чехии; из урановой руды этого месторождения и был впервые получен радий супругами Кюри и Бёмоном. Известны также месторождения в Гуардии в Португалии, в Колорадо и Ута в Северной Америке, в штате Олария в Австралии. Небольшое месторождение на-

ходится в Корнваллесе в Англии. Обширное и богатое по содержанию урана месторождение было открыто в сравнительно недавнее время в Африке, в Бельгийском Конго; на мировой рынок радий поступает главным образом из этого месторождения в Конго. Открыто еще одно большое месторождение в Канаде. У нас в СССР также имеется месторождение радиевых руд в Фергане. Для некоторых из перечисленных здесь урановых месторождений запасы радия известны, для других же точные цифры держатся в секрете. Во всяком случае мы не ошибемся, если скажем, что во всех перечисленных месторождениях, вместе взятых, количество радия не превышает нескольких килограммов.

Можно было бы думать, что при небольшом количестве сильно радиоактивных элементов и самые явления радиоактивного распада играют лишь весьма незначительную роль в протекающих вокруг нас грандиозных природных процессах. Однако такое заключение совершенно не соответствует действительности. Если подсчитать общее количественное содержание радиоэлементов в земной коре, то можно будет вычислить и выделяемую ими при распаде энергию. Подробности этого расчета мы приводить не будем, а сообщим лишь окончательный результат. На основании такого подсчета оказывается, что если земной шар не остывает и поверхность его не обращается в ледяную пустыню, то происходит это только потому, что потеря тепла путем лучеиспускания в мировое пространство все время восполняется притоком тепловой энергии, выделяемой рассеянными в земной коре радиоэлементами. Мало того, тот же подсчет показывает, что мы не можем принять равномерным распределение радиоэлементов во всей толще земного шара. Среднее количество урана, содержащееся в земной коре, равно $6 \cdot 10^{-5}$ г на грамм породы, а среднее содержание тория $1.6 \cdot 10^{-5}$ г на грамм породы. Если бы во всей толще земного шара содержание радиоактивных элементов было такое же, как в поверхностном слое земной коры, то приток тепла превосходил бы потери в 300 раз, и температура земного шара должна была бы непрерывно и сильно повышаться. Поэтому мы вынуждены предположить, что радиоактивные вещества находятся лишь в поверхностном слое, глубина которого не может превышать 20 км. Таким образом, мы видим, что содержание урана и тория в окружающих нас природных объектах вовсе не мало, а наоборот — слишком велико. Несомненно, что в более или менее концентрированном виде радиоактивные элементы попадают лишь в виде исключения, но зато в рассеянном состоянии они встречаются повсюду. Горные породы, почвы, естественные воды и даже атмосферный воздух содержат, хотя и малые, но все же поддающиеся измерению количества радиоэлементов.

С открытием радиоактивности закон неизменности и неразложимости химических элементов перестал существовать в своей

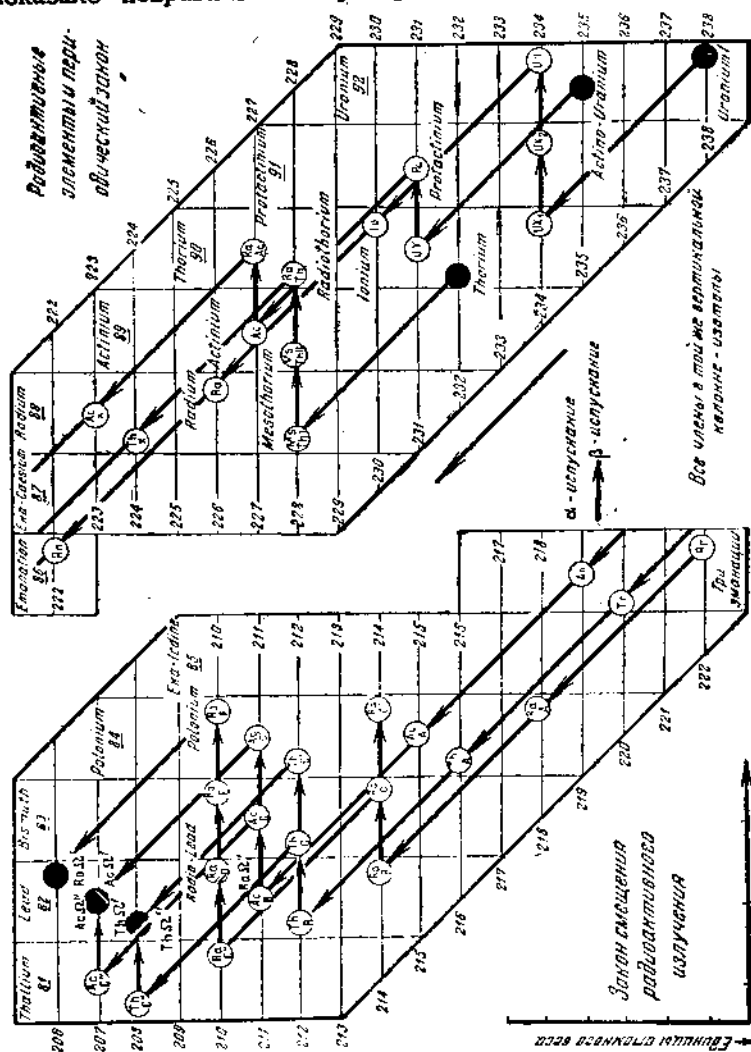
первоначальной форме, — стало очевидным, что его можно прилагать только в некоторых случаях, а не во всех, как это думали раньше. Изучение радиоактивности позволяло точно установить, когда этот закон можно считать правильным; путь, которым шла при этом научная мысль, был приблизительно таков, как мы сейчас опишем. Прежде всего изучение радиоактивных веществ и продуктов их распада дало ключ к пониманию периодической системы элементов. Рассматривая табл. II, мы видим, что испускание α -частицы, несущей два элементарных положительных заряда, смещает элемент на два места влево, а испускание отрицательно заряженной β -частицы — на одно место вправо. Более подробное изучение показало, что место, занимаемое элементами в периодической системе, определяется зарядом ядра этого элемента. Направляя пучок α -частиц на тонкие пластинки различных металлов и наблюдая их отклонения на различные углы, Резерфорд выяснил основные черты строения атома. Благодаря работам Резерфорда удалось установить, что атом состоит из весьма небольшого ядра (радиус ядра — порядка 10^{-13} см для легких и 10^{-12} для тяжелых элементов), заряженного положительно и окруженного отрицательными электронами. Число, показывающее, сколько положительных элементарных зарядов имеется в ядре, и названное атомным номером элемента, оказалось гораздо более существенным для определения свойств элемента и его положения в периодической системе, чем его атомный вес.

Дробные числа в атомных весах также нашли свое объяснение благодаря открытию рядов радиоактивного распада. Сравнивая друг с другом различные семейства (см. фиг. 1), нельзя было не заметить, что один и тот же атомный номер имеют несколько элементов, хотя атомные веса у них и различны. Так, напр., клетка периодической системы, соответствующая атомному номеру 86, занята тремя эманациями: радона (Rn) атомный вес 222, торона (Tn) 220 и актинона (An) 218. Исследования Астона, как известно, показали, что и другие элементы представляют собою смесь изотопов. После этого естественно было предположить, что между всеми элементами должна существовать генетическая связь и что ядра всех элементов составлены из ядер водородных атомов.

Мысленно следя за образованием элементов по периодической системе, мы видим, что по мере увеличения заряда ядра увеличивается и число внешних электронов. При этом оказывается, что электроны располагаются по определенным квантовым уровням. Химически деятельными оказываются лишь внешние, так называемые валентные электроны. Если число внешних электронов равно 8, то получается вещество, химически не деятельное (благородные газы, табл. 1, группа VIII). Стремление к образованию групп по 8 электронов заметно и при образовании химических соединений (правило Косселя), напр.: Na (группа I) — 1 электрон, Cl (группа VII) — 7 электронов, NaCl

$(7+1)=8$; аналогично для H_2SO_4 имеем $2 \cdot 1 + 6 + 4 \cdot 6 = 32 = 4 \cdot 8$ и так далее.

Таким образом, открытие радиоактивных элементов не только показало неправильность утверждения о неизменности простых



Фиг. 1

тел, но и объяснило, в чем заключается ошибочность такого утверждения. Нельзя на основании явлений, в которых участвуют только валентные электроны (химические реакции), делать общее заключение о неизменности ядра атома.

§ 7. Закон сохранения материи и энергии. Радиоактивные излучения, главным образом β-частицы, помогли

уточнить и законы сохранения вещества и энергии. Из теории Лоренца и Эйнштейна вытекает, что масса есть функция скорости, согласно формуле

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (6)$$

где m_0 — покоящаяся масса, c — скорость света и v — скорость движения. Кроме того, согласно специальному принципу относительности, кинетическая энергия W имеет инертную массу, равную

$$m - m_0 = \Delta m = \frac{W}{c^2}. \quad (7)$$

Здесь c , так же как и в формуле (6), — скорость света. Во всех случаях, с которыми приходится иметь дело классической механике, $m = m_0$, так как $\frac{v^2}{c^2} = \frac{v^2}{9 \cdot 10^{20}}$ практически оказывалось равным нулю. Поэтому, хотя классическая механика и не учитывала изменения массы со скоростью и инерции энергии, * все выводы ее оправдались на опыте. Иначе будет обстоять дело, если мы попытаемся приложить выводы классической механики к частицам, вылетающим из ядра атома при радиоактивном распаде, — здесь получится полное противоречие с опытом.

Правильность формулы (6) была впервые экспериментально проверена на случае β -частиц. В настоящее же время физику-радиологу все время приходится иметь дело с переменной массой электрона и с превращением энергии в массу и обратно. Скорости некоторых β -частиц настолько близки к скорости света, что их масса m во много раз превосходит покоящуюся массу m_0 . Определяя скорости различных β -частиц путем отклонения их в магнитном поле, физики постоянно должны применять формулу (6), которая поэтому стала для них столь же привычной, как и простое обозначение неизменной массы в классической механике. Даже при изучении α -частиц, скорости которых значительно меньше скорости света, поправка на принцип относительности достигает для наиболее быстрых из них заметной величины. При изучении рассеяния γ -лучей электронами (эффект Комптона) квант γ -луча, равный $h\nu$, оказывается при столкновении с электроном эквивалентным массе $\frac{h\nu}{c^2}$. Одно из основных уравнений эффекта Комптона может быть написано следующим образом:

$$\frac{h\nu}{c^2} = \frac{h\nu'}{c^2} + (m - m_0) \quad \text{или} \quad \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h\nu'}{c^2} + \Delta m. \quad (8)$$

Физический смысл этого уравнения таков: квант с энергией $h\nu$, ударяя в покоящийся электрон, сообщает ему некоторую ско-

* Термин „инерция энергии“ показывает, что энергия имеет такую же инертную массу, как и материя.

рость и увеличивает его массу на величину Δm ; масса самого кванта при этом уменьшается на ту же величину.

Как мы видим, грань между энергией и материей как бы стирается при изучении радиоактивных излучений, и вместо двух отдельных законов — сохранения вещества и сохранения энергии — приходится применять один общий, заключающий в себе эти два закона лишь как частные случаи. Особенно интересно, что с этой точки зрения мы можем рассматривать всякую покоящуюся массу как эквивалент некоторого количества энергии.

Кинетическая энергия β -частиц вычисляется по формуле

$$W = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2. \quad (9)$$

Не трудно видеть, что это выражение, в сущности, — та же формула (7), в которой mc^2 выражено в зависимости от $m_0 c^2$. Но если в формуле (7) m_0 выражало массу покоящегося электрона, то здесь $m_0 c^2$ представляет собою его энергию. Как мы увидим в дальнейшем, эта величина $m_0 c^2$ играет чрезвычайно важную роль в современной физике ядра. Теперь интересно истолковать и физический смысл формулы (9). Кинетическая энергия W электрона представляет собой разность между полной энергией mc^2 и энергией покоя $m_0 c^2$. Взаимоотношение между выражением (9) и выражением для кинетической энергии в классической механике $\frac{1}{2} m_0 v^2$ будет видно, если разложить $\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ в ряд по

биному Ньютона. Действительно, при таком разложении имеем, если пренебречь членами с множителем $\frac{v^2}{c^2}$,

$$W = m_0 c^2 + \frac{m_0 v^2}{2} + \dots - m_0 c^2, \quad (10)$$

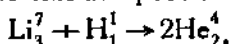
или

$$W = \frac{m_0 v^2}{2}, \quad (11)$$

т. е. прежнюю формулу классической механики. Таким образом мы видим, что формула (9) выражает собой закон гораздо более общий, чем формула (11), пригодная только для скоростей, далеких от скорости света. Так как радиологам постоянно приходится применять формулу (9), а более простую формулу (11) — лишь в тех случаях, когда частицы движутся со сравнительно небольшой скоростью, то неудивительно, что и самая формула (9) и выражаемый ею закон эквивалентности массы и энергии оказываются для радиологов такими же обычными, какими для химиков являются закон сохранения массы и закон сохранения энергии. В соответствии с этим и реакции превращения элементов

радиологи пишут не отдельно, а одновременно для закона сохранения энергии и материи, выражая все члены уравнения в единицах энергии.

§ 8. Энергетический баланс ядерных реакций. В качестве примера рассмотрим реакцию образования двух α -частиц при бомбардировке лития протонами:



Реакция эта в более полном виде может быть написана и таким образом:

$$M_{\text{Li}} c^2 + M_{\text{H}} c^2 + W_{\text{H}} = 2M_{\text{He}} c^2 + 2W_{\text{He}}. \quad (12)$$

Здесь M_{Li} , M_{He} и M_{H} соответственно обозначают массы атомов лития, гелия (α -частиц) и водорода (протона), c^2 — квадрат скорости света, W_{He} и W_{H} — кинетические энергии α -частицы и протона. Представим эту формулу в несколько ином виде:

$$(M_{\text{Li}} + M_{\text{H}} - 2M_{\text{He}}) c^2 = 2W_{\text{He}} - W_{\text{H}}. \quad (12a)$$

Мы видим, что слева в этой формуле приведена разность масс до и после реакции, а справа разность энергии частиц до и после реакции. Очевидно, что W_{Li} — энергию атома лития до начала реакции — мы должны считать равной нулю, так как этот атом находится в покое; поэтому W_{Li} и не входит в нашу формулу. На практике в случае ядерных реакций оказалось удобным выражать массы в единицах атомного веса, а энергию в миллионах вольт на электрон. Единицы — вольты на электрон — определяются на основании равенства

$$eV = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right). \quad (13)$$

Здесь V обозначает разность потенциалов, а e — заряд электрона. Таким образом, если говорят, напр., что энергия протона равна одному миллиону вольт, то это значит, что его кинетическая энергия равна той, какую протон приобрел бы, пройдя электрическое поле с разностью потенциалов в 1 млн. вольт*. Найдем переводный множитель, позволяющий переходить от эргов к вольтам на электрон. Для $e = 4.77 \cdot 10^{-10}$ эргов** (заряд одного электрона) мы на основании равенства (13) можем написать:

$$1 \text{ электрон-вольт} = e \cdot 1 = 4.77 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{1}{300} \text{ эргов},$$

* Правая часть формулы (13) представляет собой приобретенную электроном кинетическую энергию [см. формулу (2)].

** В последнее время для элементарного заряда принята величина $4.8 \cdot 10^{-10}$. Разница $0.03 \cdot 10^{-10}$ невелика, и мы, чтобы не делать пересчетов, сохраняем прежние значения $4.77 \cdot 10^{-10}$.

или

$$1 \text{ эрг} = \frac{300}{4.80} \cdot 10^{10} = 0.628 \cdot 10^{12} \text{ электрон-вольт.}$$

Единицы атомного веса для различных атомных ядер определяются в предположении, что атомный вес кислорода равен 16. Так как масса эквивалентна энергии, то и эти единицы могут быть выражены в миллионах вольт на электрон. Для того чтобы получить переводный множитель, поступим следующим образом. Атомный вес гелия (α -частицы) равен 4 с некоторым избытком, которым мы здесь можем пренебречь. Масса же α -частицы, выраженная в граммах, равна $6.598 \cdot 10^{-24}$. Следовательно, на единицу атомного веса приходится:

$$\frac{6.598 \cdot 10^{-24}}{4} = 1.6495 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

Умножая эту величину на квадрат скорости света, переведем в эрги:

$$1.6495 \cdot 10^{-24} \cdot (3 \cdot 10^{10})^2 = 1.6495 \cdot 10^{-24} \cdot 9 \cdot 10^{20} = \\ = 1.48455 \cdot 10^{-3} \text{ эргов.}$$

Для перевода же $1.48455 \cdot 10^{-3}$ эргов в миллионы вольт на электрон воспользуемся уже найденным нами множителем $0.628 \cdot 10^{12}$. Поступая таким образом, получим:

$$1 \text{ единица атомного веса} = 1.48455 \cdot 10^{-3} \cdot 0.628 \cdot 10^{12} = \\ = 0.9322 \cdot 10^9 \text{ электрон-вольт} = \\ = 0.9322 \cdot 10^3 \text{ млн электрон-вольт}$$

или 1 единица атомного веса $= 0.9322 \cdot 10^3$ млн. электрон-вольт.

Для ориентировочных подсчетов можно принять, что одна единица атомного веса равна 1000 млн. вольт на электрон. Это соотношение можно выразить иначе, указав, что 1 млн. электрон-вольт приблизительно соответствует одной тысячной единицы атомного веса:

$$1 \text{ млн. электрон-вольт} = \frac{1}{0.9322 \cdot 10^3} \approx \frac{1}{1000} \text{ единиц атомного веса.}$$

После этих предварительных замечаний мы можем приступить к расчету написанной нами реакции (12). Рассмотрим сначала левую часть равенства (12а). Воспользовавшись табл. XXIV, поставим значения масс в атомных единицах

$$7.01818 + 1.00813 - 2 \cdot 4.00389 = 0.01853 \text{ ед. ат. веса.}$$

Мы видим, таким образом, что в результате рассматриваемой нами реакции общая масса уменьшилась на 0.01853. Эта масса превратилась в энергию, которую мы и выразим, умножив на $0.9322 \cdot 10^3$, в миллионах вольт на электрон:

$$0.01853 \cdot 0.9322 \cdot 10^3 = 17.3 \text{ млн. электрон-вольт.}$$

Эта величина и дает нам энергетический баланс реакции. Он обозначается обычно буквой Q. Заметим, что величина Q

в различных ядерных реакциях может иметь как положительное, так и отрицательное значение, подобно тому как и в химии мы встречаемся с экзотермическими и эндотермическими реакциями. В случае бомбардировки Li^7 протонами, Q , как мы видели, имеет положительное значение.

Правильность энергетического баланса рассматриваемой реакции может быть проверена и путем вычисления правой части уравнения (12а).

Прежде чем приступить к вычислению, преобразуем несколько правую часть (12а), учитывая, что наиболее точные опытные данные были получены путем наблюдения α -частиц, вылетающих под прямым углом к направлению протонного пучка.

Рассмотрим сначала более общий случай. Обозначим через E_0 кинетическую энергию бомбардируемого ядра, через E_1 кинетическую энергию бомбардирующей частицы, через E_2 и E_3 соответственно кинетические энергии вылетающей частицы и ядра отдачи. Тогда, учитывая, что $E_0 = 0$, мы для величины Q можем написать следующее выражение:

$$Q = E_3 + E_2 - E_1. \quad (14)$$

Не трудно видеть, что эта формула превратится в правую часть (12а), если принять, что $E_3 = E_2 = W_{\text{н}}$ и $E_1 = W_{\text{п}}$. Таким образом, (13) действительно является более общим выражением для правой части (12а).

Вспользуемся теперь законом сохранения импульса (количества движения). Обозначим импульс ядра до удара и импульсы падающей на него частицы, вылетающей частицы и ядра отдачи соответственно через p_0 , p_1 , p_2 , p_3 .^{*} Тогда, по теореме о квадрате стороны косоугольного треугольника (фиг. 2), будем иметь

$$p_3^2 = p_1^2 + p_2^2 - 2p_1 \cdot p_2 \cos \vartheta. \quad (15)$$

Принимая во внимание, что импульс p_i равен произведению массы M_i на скорость v_i , выразим его через кинетическую энергию E_i :

$$p_i^2 = M_i^2 \cdot v_i^2 = M_i \cdot \frac{2M_i \cdot v_i^2}{2} = 2M_i E_i.$$

На основании этого соотношения мы можем выражение (15) переписать в таком виде:

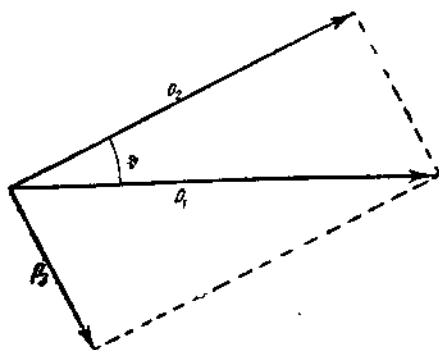
$$M_3 E_3 = M_1 E_1 + M_2 E_2 - 2(M_1 E_1 \cdot M_2 E_2)^{\frac{1}{2}} \cos \vartheta. \quad (16)$$

Если вылетающие частицы наблюдаются под углом $\vartheta = 90^\circ$, то $\cos \vartheta = 0$, и выражение (16) значительно упрощается:

$$M_3 E_3 = M_1 E_1 + M_2 E_2. \quad (17)$$

^{*} Очевидно, что импульс ядра до удара (p_0) будет равен нулю.

^{**} Для тяжелых частиц можно пользоваться более простой формулой (11).



Фиг. 2

Определив из (17) E_3 и подставив его значение в (14), найдем, что

$$Q = \frac{M_1 E_1 + M_2 E_2}{M_3} + E_2 - E_1 = -\frac{M_2 + M_3}{M_3} E_2 - \frac{M_3 - M_1}{M_3} E_1. \quad (18)$$

В нашем случае с литием $M_2 = M_3 = 4$ (две α -частицы) и $M = 1$ (протон) в единицах атомного веса.* Следовательно, для рассматриваемой реакции с литием мы можем написать

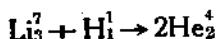
$$Q = 2E_2 - \frac{3}{4} E_1. \quad (19)$$

При бомбардировке лития протонами с энергией в 0.19 млн. электрон-вольт пробег α -частиц, наблюдаемых под углом в 90° , оказался равным 8.31 см. На фиг. 1196 по кривой III находим, что энергия этих частиц равна 8.63 млн. электрон-вольт. Подставляя эти значения в (19), получим, что

$$Q = 2 \cdot 8.63 - \frac{3}{4} \cdot 0.19 = 17.13 \text{ млн. электрон-вольт.}$$

Эта величина хорошо согласуется с вычисленной нами выше (17.3 млн. эл.-в.).

Мы остановились подробно на определении энергетического баланса реакции



для того, чтобы на этом примере выяснить главные особенности ядерных реакций. И действительно, мы видим, что для ядерной реакции нельзя написать два уравнения так, чтобы одно годилось только для масс, а другое только для энергии. Вместо двух мы имели только одно уравнение (12), в которое одновременно входили и те и другие величины. В дальнейшем мы неоднократно будем встречаться с такими же уравнениями для различных ядерных реакций.

§ 9. Изотопы. Вместо того, чтобы брать за основу в таблице изотопов кислород 16, можно было бы — и это было бы гораздо естественнее — взять за основание наиболее легкий изотоп водорода и принять его атомный вес равным единице. Это не было сделано лишь потому, что, считая атомный вес кислорода равным 16, мы получаем для изотопов атомных весов других элементов числа, наиболее близкие к целым, и это обстоятельство

* При расчете по этой формуле пользоваться более точными значениями масс нет необходимости.

значительно способствовало нахождению отдельных изотопов. Классический пример этого мы имеем в случае хлора, атомный вес которого по отношению к кислороду равен 35.46. На самом же деле хлор представляет собой смесь двух изотопов: хлора с атомным весом 35 и хлора 37; хлора 37 находится в смеси $24\frac{0}{10}$, а хлора 35 в смеси $76\frac{0}{10}$. Нужно, однако, отметить, что при кислороде 16 атомный вес водорода 1.00813 отличается от единицы довольно значительно, причем это отличие не может быть объяснено наличием нескольких изотопов. Правда, в 1932 г. Юреем, Брикуадде и Мерфи был открыт изотоп водорода с атомным весом 2; его ион получил название дейтрона. Поводом к открытию дейтрона послужило то обстоятельство, что по весьма точным измерениям атомный вес водорода оказался несколько больше величины 1.00813. Различие между изотопами водорода настолько велико (более тяжелый по массе в два раза больше легкого), что можно было надеяться разделить их почти нацело. И действительно, Льюису, Макдональду и Беркли удалось путем электролиза с никелевыми электродами выделить так называемую тяжелую воду. Для этой воды нашли молекулярный вес 20 вместо молекулярного веса обычной воды, равного 18. Не трудно видеть, что плотность этой воды d_2 должна быть, на основании соотношения

$$\frac{d_1}{d_2} = \frac{18}{20},$$

равна

$$d_2 = d_1 \frac{20}{18} = 1 \cdot \frac{20}{18} = 1.11,$$

что и было подтверждено опытным путем. Замерзает тяжелая вода не при 0°C , а при $+3.8^\circ$, причем наибольшую плотность она имеет при температуре не 4°C , а 11°C ; кипит тяжелая вода при температуре не 100°C , а 101.4°C . Различие между тяжелой водой и обыкновенной сказывается и во многих других уже известных нам фактах. Особенно резко заметно это различие со стороны биологических явлений; так, напр., рыбы не могут прожить в тяжелой воде даже сравнительно короткое время. Для физиков-радиологов, однако, тяжелая вода интересна главным образом как источник дейтронов, которые, как мы увидим в дальнейшем, с успехом применяются для расщепления атомного ядра. Тяжелая вода в настоящее время добывается для научных целей и у нас в СССР.

Более подробные сведения об изотопах различных элементов будут даны после того, как мы познакомимся с основными свойствами атомного ядра (см. § 3 гл. XII).

§ 10. Новые идеи в физике атомного ядра. В предыдущих параграфах этой главы мы видели, какое громадное значение для научной мысли вообще, и для физики ядерных процессов в частности, имело открытие радиоактивных элементов и их тщательное изучение. Однако это открытие долгое время

не могло быть использовано полностью, что весьма уменьшало его научное значение. Дело в том, что со времени открытия радия и до последних пяти-шести лет физики-радиологи находились по отношению к радиоактивным веществам, в сущности говоря, в таком же положении, как астрономы-наблюдатели по отношению к звездам: они могли наблюдать, но не экспериментировать. Действительно, все попытки повлиять каким-либо лабораторным путем на радиоактивный распад оканчивались неудачей; не удавалось вызвать явления радиоактивного распада и у других каких-либо элементов, более легких, чем известные уже нам радиоактивные элементы. Значение последних открытий в области атомного ядра будет особенно ясно, если мы обратимся опять к той же аналогии между изменчивостью химических элементов и изменчивостью живых организмов. Новые породы животных и растений удавалось не только наблюдать, но и получать путем подбора и изменения, открытие же радиоактивности, хотя показало, что элементы также подвержены изменениям, но не давало еще возможности экспериментировать с ядром атома.

Первый весьма значительный шаг к эксперименту над ядром был сделан Резерфордом в 1919 г., когда ему удалось расщепить ядра атомов азота. Как известно, бомбардируя атомы азота α -частицами радия С, Резерфорд заметил, что из некоторых ядер азота вылетают протоны, или, как их иначе называли, Н-лучи. Работа Резерфорда имела двойное значение. Во-первых, было экспериментально показано, что внутри ядра находятся протоны как составные элементы ядра. После этой работы Резерфорда как будто можно было уже считать, что экспериментально найдены все элементы, из которых состоят ядра атомов, а именно: протоны, Н-частицы и отрицательные электроны (β -частицы); мы скоро увидим, однако, что такое заключение оказалось ошибочным. Во-вторых, было выяснено, что все неудачи с искусственным превращением элементов действительно происходили лишь от того, что у физиков не было достаточно мощных средств для воздействия на ядро. Энергия валентных электронов — всего несколько десятков вольт, а энергия α -частиц — миллионы вольт. Таким образом сделались вполне понятными неудачи алхимиков, которые, так сказать, „покушались на ядро с негодными средствами“: нужны были источники энергии в сотни тысяч раз более мощные, чем те, которые имелись в распоряжении алхимиков. Стали понятными и отрицательные результаты, полученные с более совершенными лабораторными средствами (рентгеновы лучи, катодные лучи и т. д.): энергия этих источников вначале не превышала нескольких десятков тысяч вольт; то же самое можно сказать и о высоких температурах, достижимых в лабораториях. В результате стремления физиков-радиологов направились на получение высоких потенциалов лабораторными методами, чтобы при помощи их получить быстро движущиеся ионы, не уступающие по величине своей энергии α -частицам.

Период с 1919 по 1930 г. не особенно богат открытиями в области физики атомного ядра; это можно видеть хотя бы из того, что интерес к радиоактивным явлениям несколько ослабел. В этот период главное внимание физиков было сосредоточено на изучении строения атома, и в этой области, благодаря работам Бора, Зоммерфельда и других, были достигнуты грандиозные успехи, завершившиеся волновой механикой де-Бройля и Шредингера. Начиная с 1930 г. картина меняется. Конструируется несколько установок, дающих напряжение в миллионы вольт; при помощи некоторых из этих установок удается получить пучки быстро движущихся протонов. Открывается нейтрон, частица с массой водорода и с зарядом 0. Кокрофту и Уолтону удается при помощи пучка протонов вызвать расщепление лития и других легких элементов. Доказывается существование положительного электрона, или, как его называют теперь, позитрона; сначала позитрон замечали лишь в космических лучах, но затем его удалось получить и при помощи γ -лучей тория С. Открывается изотоп водорода, или дейтрон, о котором мы уже говорили в предыдущем параграфе; дейтрон с успехом применяется для расщепления ядер легких элементов. Однако венцом всех открытий можно считать открытие искусственной радиоактивности, которая впервые была замечена супругами Кюри-Жолио при бомбардировке ядер α -частицами, а затем Ферми — при действии на ядро нейтронами.

Сущность искусственной радиоактивности можно представить себе следующим образом: α -частица или нейтрон захватывается ядром атома, причем образуется неустойчивый изотоп какого-либо химического элемента, который и распадается — с определенным периодом полураспада, характерным для данного элемента. Чрезвычайно интересно, что при изучении искусственной радиоактивности мы познакомились с совершенно неизвестным до этого самопроизвольным испусканием позитронов. Сейчас мы не будем подробнее останавливаться на описании нового вида радиоактивности (это мы сделаем в одной из следующих глав), а отметим лишь то значение, которое это открытие имеет для изучения строения ядра.

В начале этого параграфа мы указывали на то обстоятельство, что открытие радиоактивных веществ не давало еще возможности экспериментировать с ядром атома. С открытием искусственной радиоактивности этот пробел оказался заполненным: при помощи нейтронов оказалось возможным воздействовать не только на ядра легких элементов, но и на ядра тяжелых. Ферми удалось, действуя нейтронами, видоизменить распад урана, и как одно из промежуточных звеньев был получен элемент с атомным номером 93. Таким образом, уже теперь мы можем сказать, что, поскольку речь идет о действии нейтронов, стали почти в одинаковой степени доступны для экспериментирования ядра и легких, и тяжелых элементов; мы получили возможность соз-

давать новые виды ядер и изучать их устойчивость. Кроме того, теперь можно было правильно подойти к строению ядра атома, так как стали известны элементы, входящие в его состав, а именно нейтроны и протоны. Для некоторых ядер удалось определить энергию связи отдельных элементов с ядром. Во многих случаях можно было найти уровни возбуждения ядер и резонансные уровни. Удалось подействовать на атомные ядра не только тяжелыми частицами, но и квантами γ -лучей. Есть некоторые указания на то, что электроны с колоссальной энергией, которые встречаются в космических лучах, также способны вызывать расщепление атомных ядер. В космических же лучах были обнаружены ядерные реакции, которые сопровождались вылетом четырех и даже пяти частиц; иногда среди этих частиц, вылетающих из ядра под действием космических лучей, удавалось наблюдать и новые, пока мало изученные, полутяжелые частицы. Еще не так давно было известно около 100 различных ядерных реакций, теперь же число их превосходит 600 и продолжает непрерывно расти. Значительная часть ядерных реакций изучена не только качественно, но и количественно. В результате сравнения некоторых реакций установлено новое свойство атомных ядер — изомерия. Предложенная Бором гипотеза позволила лучше разобраться в механизме ядерных реакций и выяснить некоторые, ранее непонятные детали.

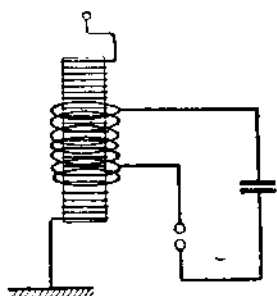
Уже перечисленных здесь фактов совершенно достаточно для того, чтобы поставить изучение ядра в центре проблем современной физики. То обстоятельство, что многие стороны явления радиоактивности еще не достаточно изучены и пока не ясны, еще более увеличивает интерес физиков к проблеме атомного ядра. И действительно, поле изучения явлений радиоактивности в настоящее время настолько расширилось, что почти в каждом номере научного журнала чуть ли не половина статей посвящена вопросам, связанным с ядром атома. Ко всему сказанному следует еще добавить, что только что приведенный нами перечень научных открытий, имеющих отношение к атомному ядру, далеко не полон. В § 5 мы указали, какую роль играет радиоактивность вещества в жизни земной коры. Укажем теперь, что новые факты о расщеплении атомного ядра и искусственной радиоактивности, в связи с новыми данными астрономии о строении и температуре звезд, заставляют прийти к заключению, что внутри звезд идут уже не химические, а ядерные реакции. Все сказанное в этой главе делает вполне понятным, что круг лиц, занимающихся радиоактивностью, увеличивается с каждым днем; вместе с тем повышается и интенсивность работы. В настоящее время громадное большинство работ в области атомного ядра печатается не в виде статей, систематически разбирающих какой-либо отдельный вопрос, а в виде кратких заметок или писем в редакцию журнала. Естественно, что интерес к атомному ядру не ограничивается кругом специалистов, рабо-

тающих в этой области, а выходит далеко за его пределы. Мы видим это хотя бы по тому, сколько места отводится вопросам, связанным с ядром атома в периодической печати, а также по тому, с какой быстротой раскупается популярная литература по вопросам радиоактивности. Учитывая этот интерес, мы в следующих главах по возможности элементарно опишем основные направления развития научной мысли радиологов в последнее время.

ГЛАВА II

УСТАНОВКИ ДЛЯ РАСЩЕПЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

РАБОТЫ С ТРАНСФОРМАТОРОМ ТЕСЛА. — УДАРНЫЙ ГЕНЕРАТОР. — ТРАНСФОРМАТОР ПОСТОЯННОГО ТОКА. — РОТАЦИОННЫЙ ПОВЫСИТЕЛЬ НАПРЯЖЕНИЯ. — РАБОТЫ КОКРОФТА И ВОЛТОНА. — РАСЩЕПЛЕНИЕ АТОМА ПРИ ПОМОЩИ СИНХРОННОГО УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ И ДЕЙТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. — НАБЛЮДЕНИЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ АТОМА ПРИ ПОМОЩИ КАМЕРЫ ВИБЛЬСОНА. — ПРИМЕНЕНИЕ СЧЕТЧИКОВ ГЕЙГЕР-МЮЛЛЕРА.



Фиг. 3

§ 1. Работы с трансформатором Тесла. Построить прибор, дающий напряжение в несколько миллионов вольт, не представляет в настоящее время особых затруднений. Гораздо труднее удержать высокий потенциал на самом приборе и еще труднее ввести высокое напряжение внутрь вакуумной трубки, предназначенной для ускорения протонов или каких-либо других ионов. Все эти особенности можно лучше всего проследить на Тесла-трансформаторе, на котором раньше всего удалось получить вы-

сокие напряжения. Этот трансформатор (фиг. 3) состоит из двух колебательных контуров, связанных между собой индуктивно. Первичный контур состоит из катушки самоиндукции с небольшим числом витков, конденсатора и искрового промежутка. Вторичный контур представляет собой одну только катушку самоиндукции; емкостью во вторичном контуре служит емкость между витками вторичной спирали. Настройка в резонанс достигается включением большего и меньшего числа витков катушки первичного контура. Конденсатор первичного контура заряжается до тех пор, пока в искровом промежутке не появится искра. При этом в первичном контуре возникают колебания, которые вследствие большого сопротивления искры быстро затухают. Но пока в первичном контуре происходит затухание, во вторичном контуре индуктируются колебания того же периода. Колебания во вторичной спирали затухают гораздо медленнее и обратно в первичный контур не передаются, так как он оказывается в это время разомкнутым через искровой промежуток.

При следующем заряджении конденсатора и проскакивании искры процесс повторяется снова. Такой способ возбуждения колебаний носит название ударного. Графически процесс ударного возбуждения изображен на фиг. 4 (верхняя кривая относится к первичному контуру, нижняя — ко вторичному). Для ударного возбуждения можно вычислить с достаточной степенью точности коэффициент трансформации, предполагая, что вся энергия переходит из первичного контура во вторичный. Обозначив емкости первичного и вторичного контуров через C_1 и C_2 , а напряжение в них через V_1 и V_2 , получим для энергии Q , перешедшей из одного контура в другой,



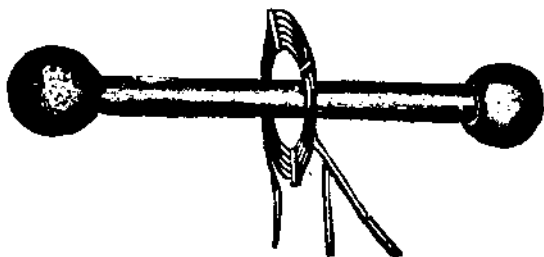
Фиг. 4

$$Q = \frac{C_1 V_1^2}{2} = \frac{C_2 V_2^2}{2},$$

откуда коэффициент трансформации s выразится:

$$s = \frac{V_2}{V_1} = \sqrt{\frac{C_1}{C_2}}. \quad (1)$$

Большей частью напряжение во вторичной цепи не успевает достигнуть своей максимальной величины, так как уже гораздо раньше начинаются разряды в воздух. Г. Брейт, М. Тюве и О. Даль, чтобы помешать возникновению разрядов, поместили на концах вторичной спирали шары и весь трансформатор погрузили в масло, находившееся под давлением 35 атмосфер. Их трансформатор изображен на фиг. 5. Он состоял из трубки, на которую была намотана в один слой медная проволока; число витков было около 7000. Первичная спираль, также изображенная на фиг. 5, настолько проста, что не требует каких-либо пояснений. При помощи этого простого прибора удалось получить напряжение в $5 \cdot 10^6$ вольт. Интересно сравнить, как это делают Г. Брейт, М. Тюве и О. Даль, мощность построенного ими Тесла-трансформатора с мощностью препарата радия. Так



Фиг. 5

как средний ток во вторичной спирали при 120 искрах в секунду был равен $3 \cdot 10^{-5}$ ампер, то число ионов в секунду, необходимое для поддержания такого тока, выразится в

$$\frac{3 \cdot 10^{-5}}{1.6 \cdot 10^{-19}} = 1.9 \cdot 10^{14}.$$

Эти ионы, проходя электрическое поле в пять миллионов вольт, приобретут энергию порядка α -частиц радиоактивных элементов. Принимая число α -частиц, испускаемых одним граммом радия, равным $3.5 \cdot 10^{10}$ и учитывая, что каждая α -частица несет двойной заряд, получим, что вышеописанная модель трансформатора Тесла эквивалентна по своей мощности

$$\frac{1.9 \cdot 10^{14}}{2 \cdot 3.5 \cdot 10^{10}} = 2600 \text{ г}$$

металлического радия.

Мы остановились довольно подробно на трансформаторе Тесла лишь для того, чтобы показать, какими простыми средствами может быть получено высокое напряжение. У нас в СССР разработкой конструкции трансформатора Тесла занимались в Радиовом институте в Ленинграде, а затем, сравнительно недавно, в Украинском физико-техническом институте в Харькове. Общее заключение, к которому пришли все занимавшиеся Тесла-трансформатором, сводится к тому, что он мало пригоден для получения быстрых ионов, предназначенных для воздействия на ядро атома.

Самый существенный недостаток Тесла-трансформатора заключается в том, что он, как и всякий другой трансформатор, дает переменную электродвижущую силу. В обычных технических трансформаторах этот недостаток в случае надобности может быть устранен тем, что ток во вторичной обмотке выпрямляется кенотронами и сглаживается путем введения в цепь системы конденсаторов. К Тесла-трансформатору этот прием неприменим, так как в этом случае мы имеем дело с резонансом токов высокой частоты и для получения большого коэффициента трансформации [см. формулу (1)] необходимо, чтобы емкость во вторичном контуре (C_2) была по возможности мала; достигается это, как мы видели, тем, что во вторичный контур совсем не включается конденсатор, а емкостью служит сама же вторичная спираль. Ясно, что при таких условиях о введении конденсаторов во вторичный контур нечего и думать.

Преимуществом Тесла-трансформатора является, однако, то, что он позволяет необычайно просто разрешить весьма трудный вопрос о вводе высокого потенциала внутрь вакуумной трубки, — для этого достаточно поместить вторичную спираль целиком в вакуумную трубку. Этот прием был впервые применен в Ленинградском радиовом институте еще в 1922 г. Один конец вторичной спирали при этом заземляется, тогда на другом конце будет пучность потенциала; наружу выводится заземленный конец спирали. При такой конструкции о какой-либо опасности от высокого потенциала говорить не приходится, так как ввод находится при потенциале нуль.

В последнее время ту же конструкцию разрабатывали в Томском физико-техническом институте, а также в Америке. На

пути использования такого Тесла-трансформатора стоят, однако, технические трудности, которые до сих пор еще не удалось преодолеть; они относятся главным образом к получению высокого вакуума при наличии большого количества проволоки вторичной спирали. Все перечисленные здесь недостатки заставили физиков отказаться от применения Тесла-трансформатора для систематического изучения искусственного превращения элементов. В заключение отметим все-таки, что возможность использования Тесла-трансформатора для ускорения протонов и расщепления этими протонами ядер лития и фтора была доказана опытами Украинского физико-технического института, однако дальнейшего развития эти опыты пока не получили.

§ 2. Ударный генератор. Ударный генератор по условиям работы и по своему коэффициенту трансформации настолько похож на трансформатор Тесла, что удобнее всего кратко описать его непосредственно вслед за описанием последнего. При работе ударного генератора энергия Q распределяется сначала между конденсаторами емкости C , соединенными параллельно, а затем, после переключения, между теми же конденсаторами, но соединенными последовательно. Предполагая, что при переключении не происходит потери энергии, мы можем написать равенство

$$Q = nC \frac{V_1^2}{2} = \frac{C}{n} \cdot \frac{V_2^2}{2}. \quad (2)$$

Здесь $nC = C_1$ представляет собой емкость конденсаторов, соединенных параллельно и заряженных до потенциала V_1 , а $\frac{C}{n} = C_2$ емкость тех же конденсаторов, но соединенных последовательно и заряженных до потенциала V_2 . Из формулы (2) получим, что коэффициент трансформации s может быть выражен так:

$$s = \frac{V_2}{V_1} = n; \quad (3)$$

иначе говоря, коэффициент трансформации будет равен числу конденсаторов n . Однако можно выразить тот же коэффициент и несколько иначе: если мы заменим в (2) nC через C_1 и $\frac{C}{n}$ через C_2 , то получим

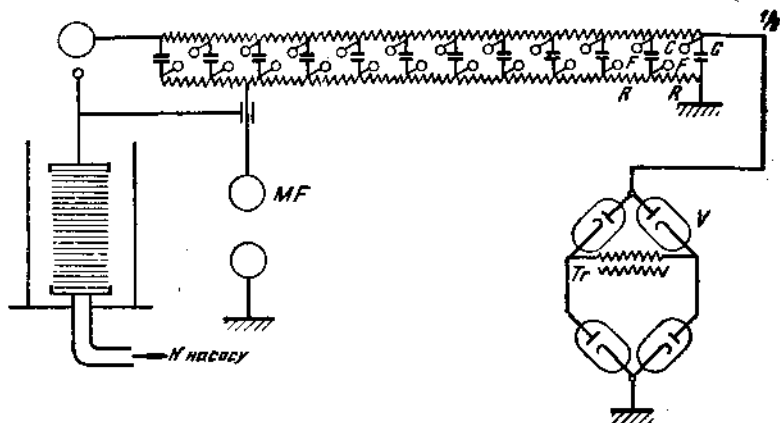
$$\frac{C_1 V_1^2}{2} = \frac{C_2 V_2^2}{2},$$

откуда

$$s = \frac{V_2}{V_1} = \sqrt{\frac{C_1}{C_2}},$$

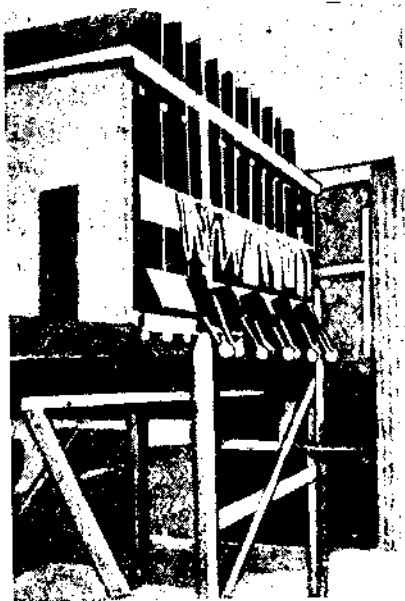
т. е. тот же коэффициент трансформации, что и у трансформатора Тесла. Схема переключения конденсаторов показана на фиг. 6; здесь видно, что конденсаторы соединены между собой через сопротивления параллельно, заряжаются они от трансфор-

матора через кенотроны до некоторого потенциала V , при котором пробиваются искровые промежутки и соединение меняется



Фиг. 6

с параллельного на последовательное. Общий вид ударного генератора Браш и Ланге изображен на фиг. 7. В СССР также уже построено несколько ударных генераторов. Ударные генераторы имеются в Физическом институте Ленинградского университета, в Ленинградском физико-техническом институте и в некоторых других научных учреждениях.



Фиг. 7

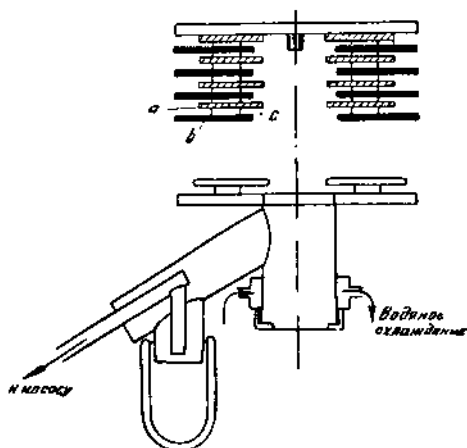
Преимущество ударного генератора по сравнению с трансформатором Тесла заключается в том, что он дает хотя и не постоянную, но все же одинаково направленную электродвижущую силу. Если к этому добавить еще то, что для ударного генератора удалось вырабатывать тип трубки, служащей для ускорения электронов, то распространение его станет вполне понятным. Пластинчатая трубка, пригодная для работы с ударным генератором, предложенная Браш и Ланге, изображена на фиг. 8. Идея, положенная ими в основу конструкции этой трубки, сводится к следующему: при очень коротких раз-

34

рядах (ударное возбуждение) разряды в газе и вдоль стенок играют гораздо меньшую роль, чем при постоянном режиме, поэтому тщательное обезгаживание металлических частей, высокий вакуум и т. д. оказываются вовсе не обязательными для трубки, предназначенной для работы от ударного генератора.

Трубка эта состоит из нескольких шайб различного материала и размеров, положенных одна на другую; на фиг. 8 буквой *a* обозначены шайбы из алюминия, буквой *b* — шайбы из прессиана и буквой *c* — резиновые кольца. При помощи такой ребристой трубки Браш и Ланге удалось настолько удлинить путь скользящего разряда вдоль стенки, что вредное действие этого разряда было уничтожено. В сконструированную ими трубку можно было ввести напряжение до 2 млн. вольт.

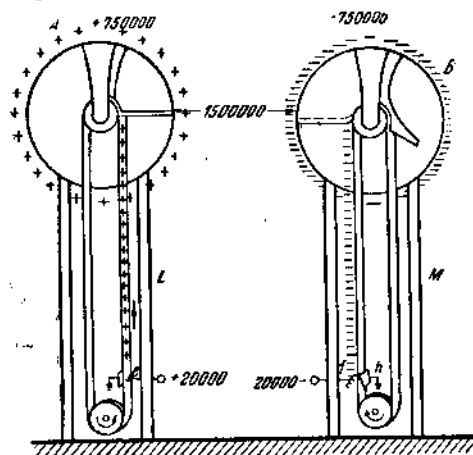
Были предложены различные видоизменения трубок для ударного генератора, но так как до сих пор с ударным генератором еще не было произведено интересных и безупречных работ по расщеплению или по другим вопросам, касающимся физики атомного ядра, то мы здесь ограничимся приведенными краткими сведениями. Укажем лишь, что путем торможения пучка быстрых электронов, полученных в пластинчатой трубке при помощи установки с ударным генератором, удавалось получить весьма проникающее излучение, аналогичное γ -лучам радиоактивных элементов.



Фиг. 8

§ 3. Трансформатор постоянного тока. Построить прибор, служащий источником высокого напряжения с постоянной электродвижущей силой, удалось американскому физiku Ван-де-Графу. Идея этого прибора чрезвычайно проста и остроумна. Всем хорошо известен основной факт электростатики — распределение заряда на поверхности проводника. Этим свойством статического электричества можно воспользоваться для передачи всего заряда, находящегося на небольшом проводнике, другому проводнику, большего размера. Необходимо только, чтобы больший проводник был полым и имел отверстие, сквозь которое мог бы пройти меньший проводник. Для полной передачи заряда, как известно, достаточно прикоснуться заряженным телом ко внутренней поверхности полого проводника, причем совершенно безразлично, до какого потенциала заряжен такой

полый проводник. Ван-де-Граф остроумно усовершенствовал этот общеизвестный элементарный опыт. Схематически его прибор представлен на фиг. 9. Два металлических полых шара укреплены на толстых трубах из изолирующего материала. Внутри каждого шара помещается шкив. Другая пара шкивов помещена внутри изолирующих подставок, у самого их основания. Нижние шкивы приводятся электромотором в быстрое вращение. Через шкивы, нижний и верхний, и через отверстия, проделанные в шаре, перекидывается шелковая лента. Как указано на фигуре, поднимающаяся вверх поверхность ленты несет на себе электрический заряд. Заряд этот сообщается ленте через кенотрон от обычного высоковольтного трансформатора. В одной половине прибора поверхность ленты заряжается до потенциала в 20 000 вольт,

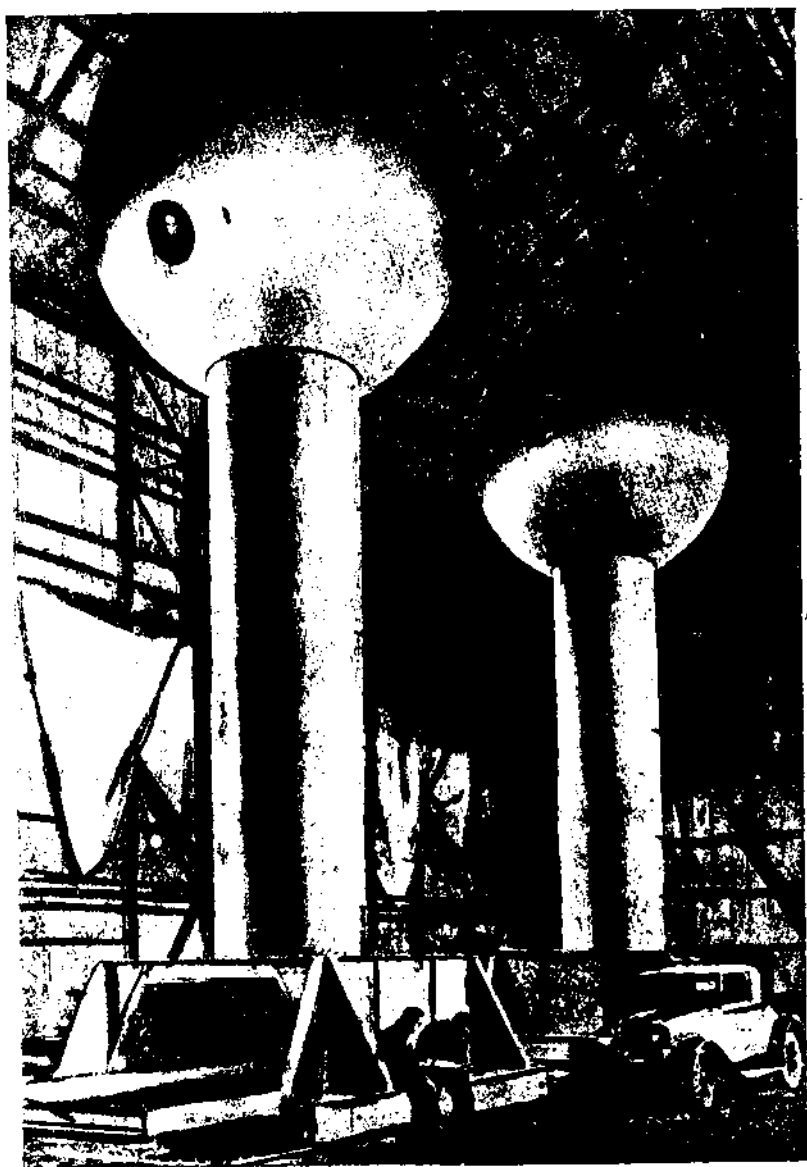


Фиг. 9

а в другой — до такого же отрицательного потенциала. Внутри шара заряд с ленты снимается и передается на поверхность. Заряжая таким образом оба шара электричеством разных знаков, Ван-де-Граф сумел получить в первой модели, с шарами диаметром в 60 см, разность потенциалов в 1.5 млн. вольт. Вторая модель, построенная Ван-де-Графом, имела уже гораздо большие размеры, диаметр шаров равнялся 5 м; при помощи этой модели удалось получить разность потенциалов в 10 млн. вольт. Фотографический снимок

с этой грандиозной установки приведен на фиг. 10.

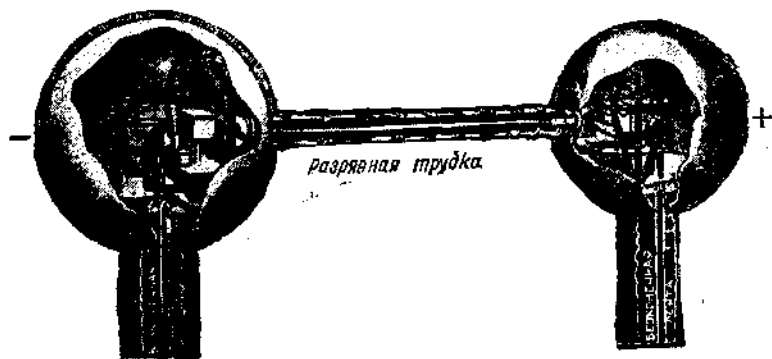
Несмотря на все остроумие и простоту установки Ван-де-Графа, она также не свободна от недостатков. Чем выше должно быть получаемое напряжение, тем большие размеры должны иметь шары, так как иначе начнется истечение заряда в воздух задолго до того, как будет достигнута желаемая разность потенциалов. По тем же причинам очень трудно присоединить к шарам разрядную трубку (фиг. 11): если сама трубка не очень больших размеров, то в месте присоединения кривизна поверхности будет больше, чем кривизна шара, и начнется истечение. Учитывая это обстоятельство, Ван-Атта и Ван-де-Граф построили новую трубку, при помощи которой были повторены основные опыты по распавлению легких элементов, но ничего существенно нового им получить не удалось. Нужно отметить еще один недостаток прибора Ван-де-Графа, недостаток, общий всем электростатическим машинам, — их слишком малую мощность. На эту слабую сто-



Фиг. 10

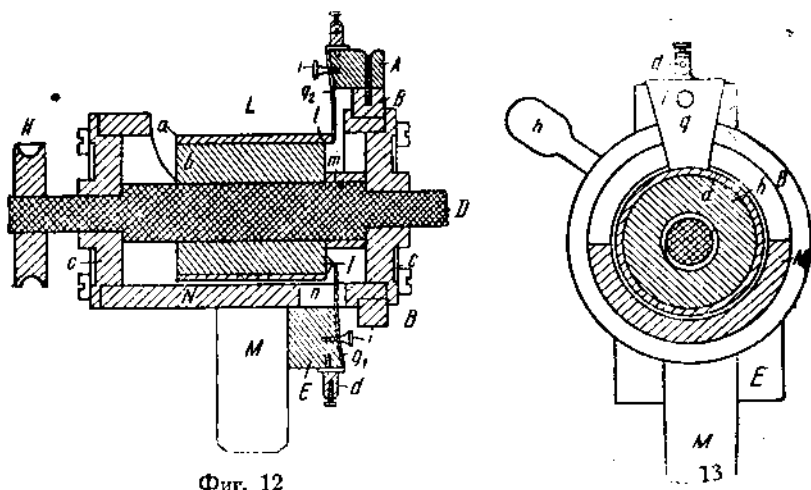
рону и направлены усилия всех тех, кто в настоящее время занят усовершенствованием этого интересного прибора, который с полным правом может быть назван трансформатором постоян-

ного тока. У нас в СССР установка Ван-де-Граафа была построена в Украинском физико-техническом институте; в ближайшем будущем намечено построить большие установки такого же типа еще в нескольких лабораториях Союза.*



Фиг. 11

§ 4. Ротационный повыситель напряжения. Изменение емкости системы конденсаторов может происходить как угодно часто и стать почти непрерывным. Попытка построить



Фиг. 12

13

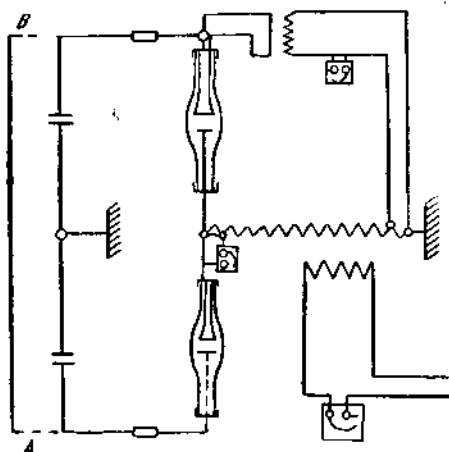
высоковольтную электростатическую машину на принципе уменьшения емкости была сделана сотрудником Радиового института А. Б. Вериго. Небольшая модель такой машины была построена в мастерских института и испытана в действии. На фиг. 12 и 13

* Небольшие генераторы Ван-де-Граафа (на 0.5 млн. вольт) теперь применяются для изучения деталей ядерных реакций.

изображены основные детали предложенной Вериго конструкции. Внутри металлического корпуса N вращается вокруг оси D эбонитовый барабан b . Барабан обернут металлической трубкой, разрезанной тремя пазами по образующей на три равные части. Таким образом на поверхности эбонитового цилиндра получаются три изолированных друг от друга сектора a . Каждый сектор снабжен на конце зубцом l , которым он, будучи внизу, касается помещенной на изоляторе пружинки g_1 , а наверху — также изолированной пружинки g_2 . Корпус N , охватывающий снизу ротор, образует с каждым из секторов воздушный конденсатор. При повороте на 180° сектор удаляется от корпуса, и потому емкость его в несколько раз уменьшается. Очевидно, что потенциал сектора при этом во столько же раз увеличивается. Заряд в нижнем положении сообщается сектору через пружинку g_1 , а в верхнем этот же заряд при более высоком напряжении отводится через пружинку g_2 к приемнику высокого потенциала. Изображенный на рисунках трехсекторный повыситель напряжения увеличивал потенциал в 7 раз. При помощи моторчика ротор этого прибора приводился в быстрое вращение. Очевидно, что чем меньше емкость системы, присоединенной к пружинке g_2 , тем скорее зарядится она до возможно максимального потенциала. Мощность этого прибора очень мала, и потому он до сих пор применялся только для замены высоковольтной батареи аккумуляторов в тех случаях, когда был нужен не ток, а только потенциал на измерительные приборы. Очевидно, однако, что, увеличивая размеры прибора, можно получить и значительные мощности.

§ 5. Работы Кокрофта и Уолтона. До сих пор мы рассматривали высоковольтные установки, дающие высокое напряжение, но мало или совсем еще не применявшиеся для расщепления атома. Теперь мы перейдем к описанию тех установок, с которыми успешно велись и ведутся работы по искусственному расщеплению атомного ядра. Предварительно сделаем несколько замечаний об особенностях этих работ. Как известно, опыты по рассеянию α -частиц ядрами различных элементов показали, что ядро защищено от вторжения положительно заряженных частиц своим положительным зарядом, который создает вокруг него сильное электрическое поле. Из этого факта непосредственно можно заключить, что α -частицы радиоактивных элементов не являются особенно удобным инструментом для воздействия на ядро, так как они несут с собой двойной положительный заряд. С этой точки зрения гораздо удобнее было бы воспользоваться протонами, которые имеют только один положительный заряд и потому отталкиваются ядром гораздо слабее, чем α -частицы. Если до сравнительно недавнего времени не удалось пользоваться протонами для целей расщепления атомного ядра, то причина этого заключалась лишь в том, что не была разработана техника высоковольтных установок, а потому не было возмож-

ности получить пучок протонов с большой энергией. Это затруднение впервые удалось преодолеть Кокрофту и Уолтону. Мы не

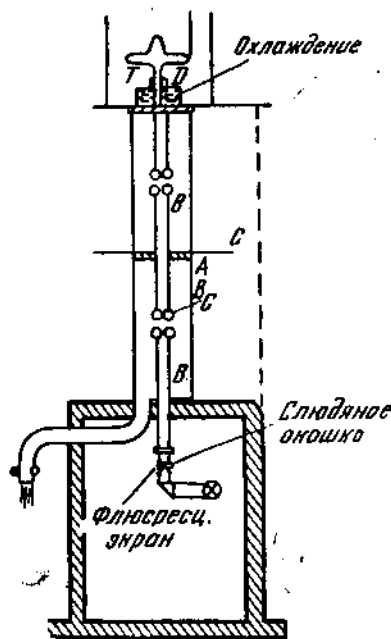


Фиг. 14

будем подробно рассматривать установку Кокрофта и Уолтона, так как полное описание деталей заняло бы

слишком много места, а приведем лишь основную схему удвоения напряжения Грейнахера, положенную ими в основу их схемы учетверения. Схема удвоения напряжения Грейнахера, приведенная на фиг. 14, настолько проста, что почти не требует пояснений. Если трансформатор дает разность потенциалов P_k , то верхний конденсатор заряжается через кенотрон до потенциала $+P_k$, а нижний, через другой кенотрон, до потенциала $-P_k$. Между точками A и B получится, следовательно, разность потенциалов $2P_k$. Комбинируя конденсаторы и выпрямители, можно получить утроение и учетверение

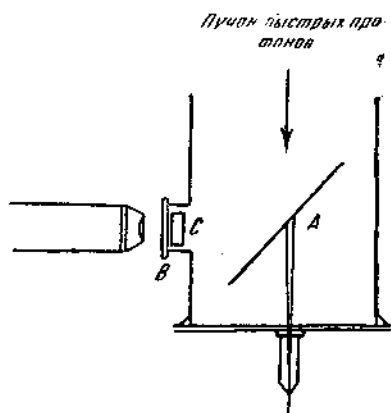
напряжения. Последнее и было сделано Кокрофтом и Уолтоном. Для этой установки пришлось сконструировать специальные кенотроны на 400 тыс. вольт напряжения и трубку для ускорения протонов. Не останавливаясь на описании кенотронов, рассмотрим лишь конструкцию трубки (фиг. 15). Главная часть трубки, служащая для ускорения протонов, состоит из двух стеклянных цилиндров, между которыми находится стальная пластинка A. К этой пластинке внутри трубки прикреплен электрод B, а снаружи экран C из листового металла, предназначенный для того, чтобы поддерживать постоянство в распределении потенциала. C присоединяется к половинному напряжению. Протоны образуются в небольшой вспомогательной трубке D,



Фиг. 15

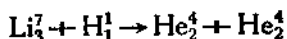
помещенной на верхнем конце основной трубки. D соединяется с ускоряющей трубкой при помощи узкого канала, позволяющего поддерживать значительное давление в D без порчи высокого вакуума в остальной части прибора. Для образования ионов водорода к D подводится добавочное напряжение в 40 тыс. вольт. Необходимая для этого аппаратура, состоящая из альтернатора, трансформатора и кенотрона, помещена на изолирующей подставке вблизи трубки и вся находится под высоким потенциалом. В нижней части всей системы находится вывод, закрытый тонким слюдяным листком. Через это окошко протоны попадали на флюоресцирующий экран и вызывали сцинтилляции, которые можно было наблюдать при помощи микроскопа. Вначале Кокрофт и Уолтон получили и исследовали мощный пучок протонов, а затем уже применяли этот пучок для бомбардировки ядер. Возникавшие под влиянием разряда во вспомогательной трубке ионы водорода через узкий металлический канал попадали в ускоряющую трубку и проходили поле сначала между верхним и средним электродом, а затем между средним и нижним. Непосредственные измерения пучка показали, что сила тока протонного пучка равна 10^{-5} А. Максимальное напряжение, которое удавалось Кокрофту и Уолтону прилагать к трубке, было равно 700 тыс. вольт. Можно было думать, что такое напряжение, поскольку речь уже шла о протонах, а не об α -частицах, окажется

достаточным для того, чтобы вызвать расщепление атома. Опыт вполне подтвердил эти ожидания. Первым элементом, подвергшимся бомбардировке протонами, был литий. Для наблюдения результатов бомбардировки в нижнем конце выходной трубки были произведены изменения, показанные на фиг. 16. На стержне, укрепленном в дне трубки, был помещен экран A , покрытый слоем лития; экран был поставлен по отношению к направлению пучка протонов под углом в 45° . Против пластинки с литием находилось окошко, заклеенное полупрозрачным экраном сернистого цинка. Между экраном и окошечком поставлена была очень тонкая слюдяная пластинка, защищавшая экран сернистого цинка от протонов, рассеянных литием. При включении установки в микроскоп можно было наблюдать сцинтилляции. По виду этих сцинтилляций можно было определить, что они вызваны α -частицами. Помещая между экраном сернистого цинка и пластинкой с литием тонкие слюдяные листочки, удалось установить, что пробег этих α -частиц в воздухе должен быть



Фиг. 16

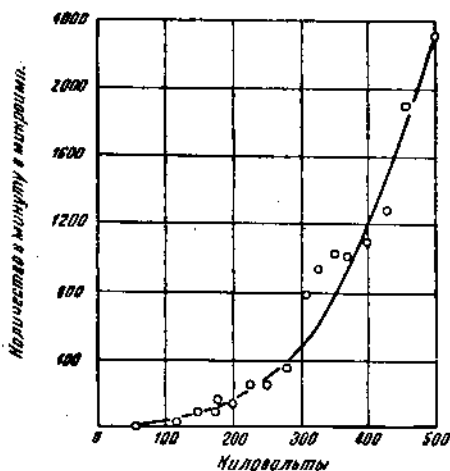
несколько больше 8 см. Соответствующая этому случаю реакция



была нами уже рассмотрена в § 8 гл. I.

Не останавливаясь на других деталях эксперимента Кокрофта и Уолтона за недостатком места, отметим еще лишь найденную ими зависимость числа расщепленных атомов от энергии бомбардирующих протонов. Как видно из кривой, приведенной на фиг. 17, число расщепленных атомов лития быстро растет с повышением энергии протонов.

Кроме лития, Кокрофт и Уолтон исследовали и другие элементы, но далеко не так подробно и тщательно, как литий.



Фиг. 17

Результаты, полученные ими относительно тяжелых элементов, оказались даже ошибочными. Поэтому мы ограничимся лишь указанием на то, что максимальное количество α -частиц при бомбардировке протонами дали в установке Кокрофта и Уолтона элементы литий, бор и фтор. После Кокрофта и Уолтона пучок протонов для расщепления атома был применен целым рядом исследователей. Большей частью эти исследователи увеличивали мощность протонного пучка за счет энергии протонов. Так, напр., Олифанту и Резерфорду удалось получить пучок протонов в несколько десятков микроампер при энергии в 200 киловольт. После работ Кокрофта и Уолтона высоковольтные установки с выпрямителями получили довольно большое распространение. В СССР ими много занимался Харьковский физико-технический институт. Установка такого же типа была построена и в Ленинградском физико-техническом институте в лаборатории Курчатова. На этой установке Курчатовым были изучены γ -лучи, получающиеся при расщеплении атомных ядер протонами.

§ 6. Расщепление атома при помощи синхронного ускорителя протонов и дейтронов в магнитном поле. Успехи в получении высокого потенциала при помощи описанных уже нами установок, с одной стороны, и трудности в построении соответствующих этим потенциалам разрядных трубок, с другой, заставили экспериментаторов пред-

ложить и испытать методы получения быстрых ионов, основанные на совершенно иных принципах. Весьма интересной в этом отношении является попытка Слоана и Лауренса. Сущность предложенного этими экспериментаторами метода можно пояснить следующим образом. Представим себе, что в нашем распоряжении имеется несколько электрических полей, одинаково направленных и с одинаковой разностью потенциалов. Если нам удастся заставить какой-либо ион пройти последовательно все эти поля, ион приобретет энергию, которая будет пропорциональна числу полей. Пусть масса иона будет m , а скорость, полученная после прохождения первого поля, v_1 , тогда кинетическая энергия его будет $\frac{mv_1^2}{2}$. После прохождения второго поля энергия его будет уже $2 \frac{m}{2} v_1^2$, после третьего $3 \frac{m}{2} v_1^2$ и т. д. После прохождения n полей энергия иона окажется равной $n \frac{m}{2} v_1^2$. Обозначив окончательную скорость через v_f мы из равенства

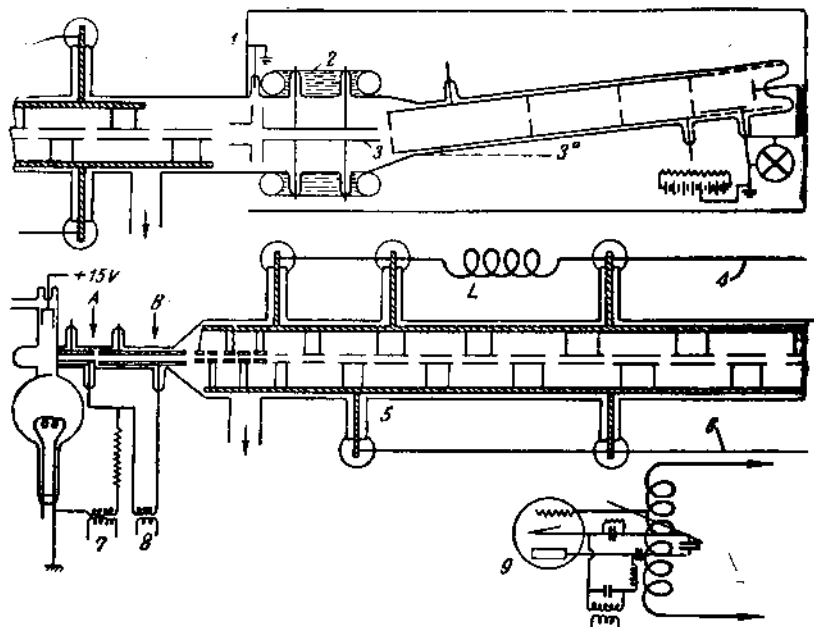
$$\frac{m}{2} v_f^2 = n \frac{m}{2} v_1^2$$

получим, что $v_f = v_1 \sqrt{n}$.

Мы видим, что скорость иона будет расти по мере прохождения полей, как корень квадратный из целых чисел. Исходя из этой закономерности, Слоан и Лауренс построили установку, схематически изображенную на фиг. 18. Чтобы уменьшить размеры установки (увеличение кинетической энергии за счет массы), были взяты тяжелые ионы ртути. Источником ртутных ионов служила ртутная дуга (см. изображение колбы в нижней части фиг. 18). Из дуги ионы ртути вытягивались электродом A и направлялись вдоль оси прибора. Этот электрод представлял собой заряженную до отрицательного потенциала в 10 тыс. вольт металлическую трубку, длиной 8 см. Из этой трубки ионы поступали в соседнюю трубку B , заряженную до отрицательного потенциала от 15 до 20 тыс. вольт. Край трубки B , обращенный к электроду A , был заострен, для того чтобы получающееся таким образом между A и B неравномерное электрическое поле, симметричное оси трубок, фокусировало ионы. Проходя это поле, пучок выравнивался и достигал ускоряющих электродов, будучи уже практически параллельным. Система ускоряющих электродов состояла из ряда металлических трубок, длина которых увеличивалась, как корень квадратный из целых чисел. Каждая пара этих электродов присоединялась к противоположным полюсам коротковолнового лампового генератора мощностью в 2 квт. Промежутки времени, который необходим был иону ртути для того, чтобы пройти каждую из ускоряющих трубок, был равен полупериоду генератора. Таким образом ион всегда входил с отрицательно заряженного конца трубки, а выходил с положи-

тельного. В установке Слоана и Лауренса было 30 ускоряющих электродов.

Так как максимальный вольтаж генератора был 42 тыс. вольт, то наибольшая энергия, которая могла быть сообщена иону ртути в этой установке, была равна $42\,000 \cdot 30 = 1\,260\,000$ электрон-вольт. Измерять энергию ионов в установке Слоана и Лауренса можно было при помощи отклоняющего электрического поля и цилиндра Фарадея, помещенного в конце разрядной трубки. Отклоняющее электрическое поле создавалось двумя пластинами, расположенными за последним ускорителем; длина пластин



Фиг. 18

тин была 20 см, расстояние между ними 1 см. Так как фарадеев цилиндр был помещен под углом в 3° к оси трубки, то ионы могли попадать в него, только будучи отклонены электрическим полем. Зная, при каком электрическом поле ионы попадают в фарадеев цилиндр, можно было вычислить их энергию. О величине ионного тока Слоан и Лауренс судили по показаниям электрометра, присоединенного к тому же цилиндру (см. верхнюю часть фиг. 18). О том, как работала установка, можно получить представление по кривым фиг. 19. По оси абсцисс отложен отклоняющий потенциал, а по оси ординат — сила ионного тока. Из кривых этой фигуры видно, что ионы с наибольшей энергией в 1 260 000 вольт удалось получить при длине волны генератора в 30 м. При этом для отклонения ион-

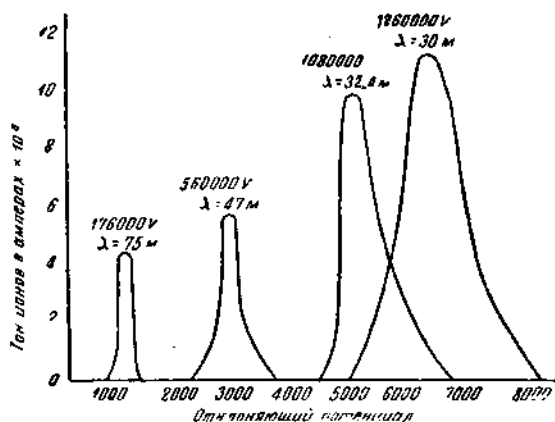
ного пучка на 3° (угол оси цилиндра с осью пучка) пришлось приложить потенциал в 6.5 тыс. вольт.

Из преимуществ этой установки отметим, что так как потенциал в трубке не превышал значения 42000 вольт, то получение вакуума не представляло никаких затруднений. При помощи двух ртутных конденсационных насосов в трубке с ускорителями поддерживалось давление в 10^{-5} мм ртутного столба. Давление ртути около дуги было равно 10^{-3} мм. Так как все описанные опыты по ускорению производились с ионами ртути, то общая длина трубки оказалась всего около 114 см. Совсем иные размеры получаются, если попытаться построить такую же установку для пучка протонов в 1260 тыс. вольт. В этом случае скорость ионов была бы почти в 15 раз больше, следовательно

и ускорители должны быть в 15 раз длиннее. Таким образом, для получения протонов с энергией в 1260 тыс. вольт понадобилась бы трубка приблизительно в 20 м. Соответственное удлинение ускорительной системы получим и в том случае, если будем переходить к более быстрым ионам ртути.

Слоан и Лауренс подсчитывают, что для получения ртутного пучка с энергией в 10 млн. вольт длина трубки должна составлять 8 м. Эту длину можно сократить только в том случае, если ускорять ионы не с одним зарядом, а с двумя или тремя.

Для того чтобы устранить главное затруднение в только что описанной установке, а именно чрезвычайно большую длину ускоряющей системы, Лауренс и Ливингстон поместили эту систему в сильное магнитное поле. Фиг. 20 дает полное представление об основной идее их конструкции. Вместо системы ускорителей взят только один. Этот ускоритель АВ представляет собой полый металлический цилиндр, разрезанный по диаметру *abc*. Каждая половина цилиндра присоединяется к одной из клем лампового генератора, и таким образом по линии разреза получается переменная разность потенциалов. Магнитное поле направлено перпендикулярно к основаниям цилиндра (см. *H* в верхней части фигуры). Если ион в некоторый момент времени получит ускорение от электрического поля около *a* в направлении, указанном на фигуре стрелкой, то дальнейший путь



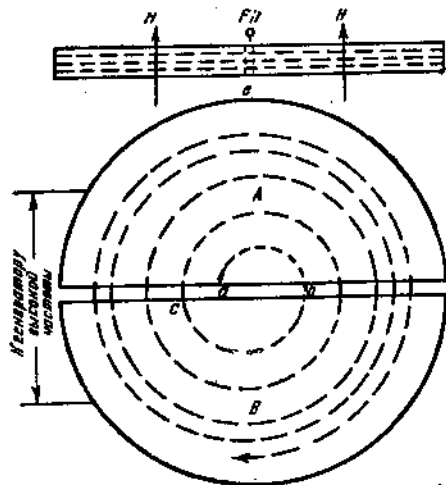
Фиг. 19

его в половине A будет представлять собой полуокружность ab . Предположим, что время, которое понадобится ему на прохождение полуокружности, равно полупериоду генератора, тогда около b ион вновь получит ускорение и в части B опишет полуокружность радиуса bc и т. д. Чтобы получить более точное представление о пути иона, напишем уравнение его движения в магнитном поле:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{Hev}{c}$$

Из этой формулы мы можем найти время t , необходимое для прохождения полуокружности:

$$t = \frac{\pi r}{v} = \frac{\pi mc}{He}$$



Фиг. 20

Как мы видим, время t определяется только массой иона m , его зарядом e и приложенным магнитным полем H . От радиуса же r и скорости v это время не зависит. Так как t есть полупериод колебаний генератора, то при заданном напряжении магнитного поля H мы можем вычислить длину волны λ , необходимую для синхронизма. Эта длина выражается:

$$\lambda = 2t \cdot c = \frac{2 \cdot \pi mc^2}{He}$$

На основании этой формулы мы получим, напр., что для протона при магнитном поле

в 10 000 гаусс длина волны генератора должна быть 19.4 м.

Вычислим теперь энергию, которую получит протон при прохождении окружности радиуса r . Если обозначить через V_0 максимальное значение потенциала генератора, то эта энергия будет равна

$$e \cdot \frac{V_0}{300} = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2} \frac{H^2 r^2}{c^2} \cdot \frac{e^2}{m^2}$$

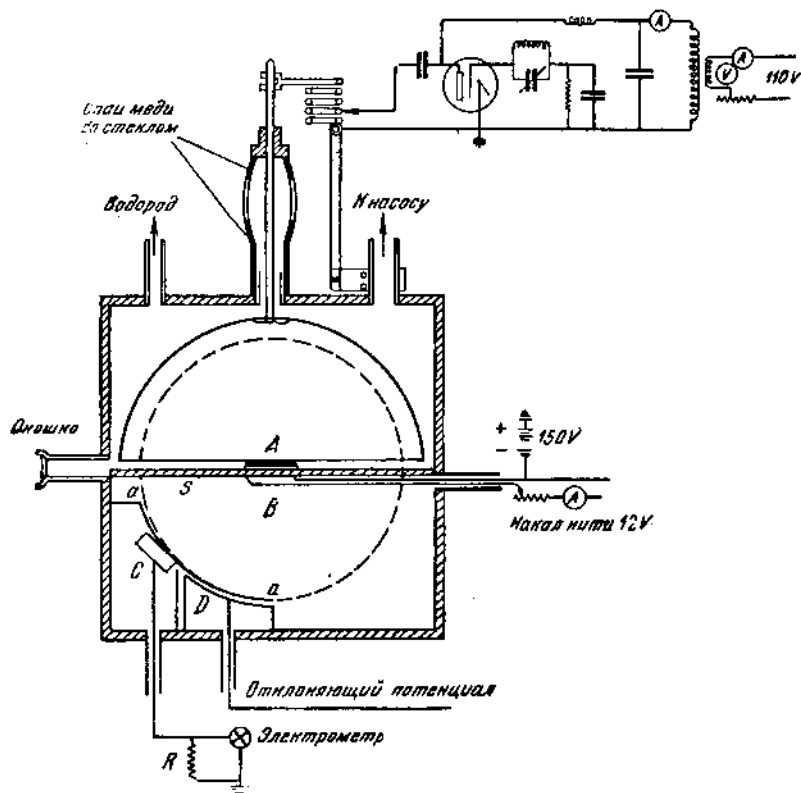
Или, выражая эту энергию в вольтах на электрон:

$$V_0 = 150 \frac{H^2 r^2}{c^2} \cdot \frac{e}{m}$$

Таким образом энергия будет пропорциональна квадрату магнитного поля и квадрату радиуса.

На практике для построения первой модели был взят вместо двух описанных выше электродов только один A (фиг. 21). Этот

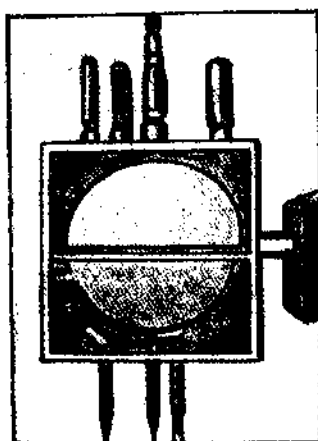
электрод представлял собой полый полуцилиндр с диаметром в 24 см и высотой в 1 см. Стенки его были сделаны из очень тонкой латуни. Электрод *A* помещался в коробке из красной меди, но был от нее достаточно хорошо изолирован. Внутренние размеры коробки были 2.6·28.6·28.6 см³. Вторым электродом служила пластинка с щелью *s*, металлически соединенная с коробкой; ширина щели была 1 см. Электрод *A* присоединялся



Фиг. 21

к одной клемме генератора, а вся коробка — к другой, противоположной. В результате между щелью *s* и краями полуцилиндра получилось такое же ускоряющее поле, какое должно было бы получиться между двумя полуцилиндрами. Для получения водородных ионов газ, находившийся в центре прибора, ионизировался электронами, выходящими из накаливаемой нити. Расположение нити по отношению к электроду *A* схематически представлено в верхней части фиг. 20. Проходя последнюю окружность, ионы должны были пройти в щель, расположенную в нижней части прибора (фиг. 21). Щель служила для того, чтобы отфильтро-

вать ионы, скорость которых по величине или по направлению могла изменяться вследствие столкновений или отражений. Между пластинами *aa* и *D* находилось отклоняющее электрическое поле, создаваемое пластинками *D*. После отклонения пучок ионов попадал в фарадеев сосуд *C*. Заряд этого сосуда измерялся при помощи электрометра. Фотография внутренних частей коробки дана на фиг. 22.

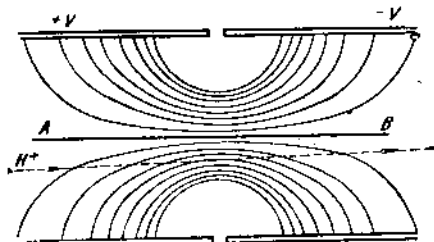


Фиг. 22

Одной из наиболее трудных задач в установке Лауренса и Ливингстона было создание обширного, достаточно сильного и однородного магнитного поля. Полюса электромагнита, который был изготовлен для первой модели установки, имели 27.5 см в диаметре, а расстояние между ними было 3.75 см. Магнитодвижущая сила создавалась двумя катушками, каждая из которых имела по 2000 витков. При помощи этого электромагнита можно было получить поле напряжением в 14 тыс. гаусс. Поверхности полюсов были сделаны параллельными друг к другу с точностью до 0.2%. Исследование раз-

личных частей поля при помощи висмутовой спирали показало, что поле действительно совершенно однородно и равномерно, за исключением области, отстоящей от периферии на расстоянии меньше 2.5 см.

Последовательное прохождение пучком протонов электрического поля между электродами в установке с магнитным полем



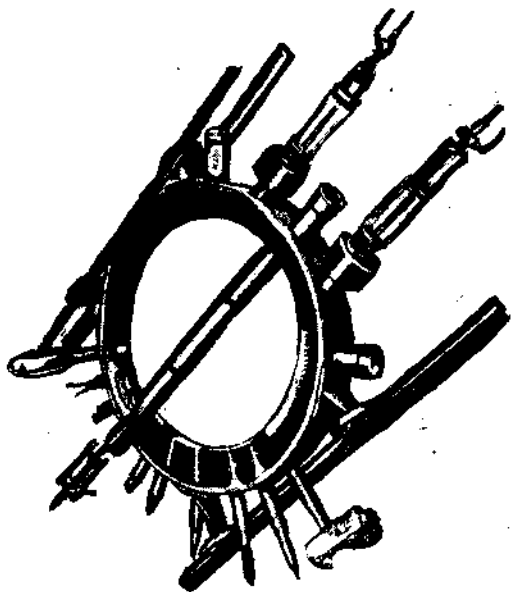
Фиг. 23

вызывало то же фокусирующее действие, что и прохождение полей ионами ртути между отдельными ускорителями в установке, описанной нами выше. Для большей наглядности Лауренс и Ливингстон приводят диаграмму движения положительного иона в поле между электродами. Скорость движения иона в области *A* (до ускорения, фиг. 23) меньше, чем в области *B* (после ускорения),

и потому его отклонение к линии *AB* в первой половине сильнее, чем отклонение от *AB* во второй. Специальными опытами было установлено, что фокусирование сводит все быстрые протоны в пучок, имеющий ширину всего в 1 мм. К числу преимуществ установки Лауренса и Ливингстона нужно отнести неболь-

шой потенциал, которым удается сообщить протонам энергию в миллион вольт. При первых опытах этот потенциал был равен всего 4 тыс. вольт, причем удалось получить пучок протонов с энергией в 120 тыс. вольт на электрон. С установкой этого типа было сделано столько интересных работ, что много говорить о ее преимуществах вряд ли имеет смысл.

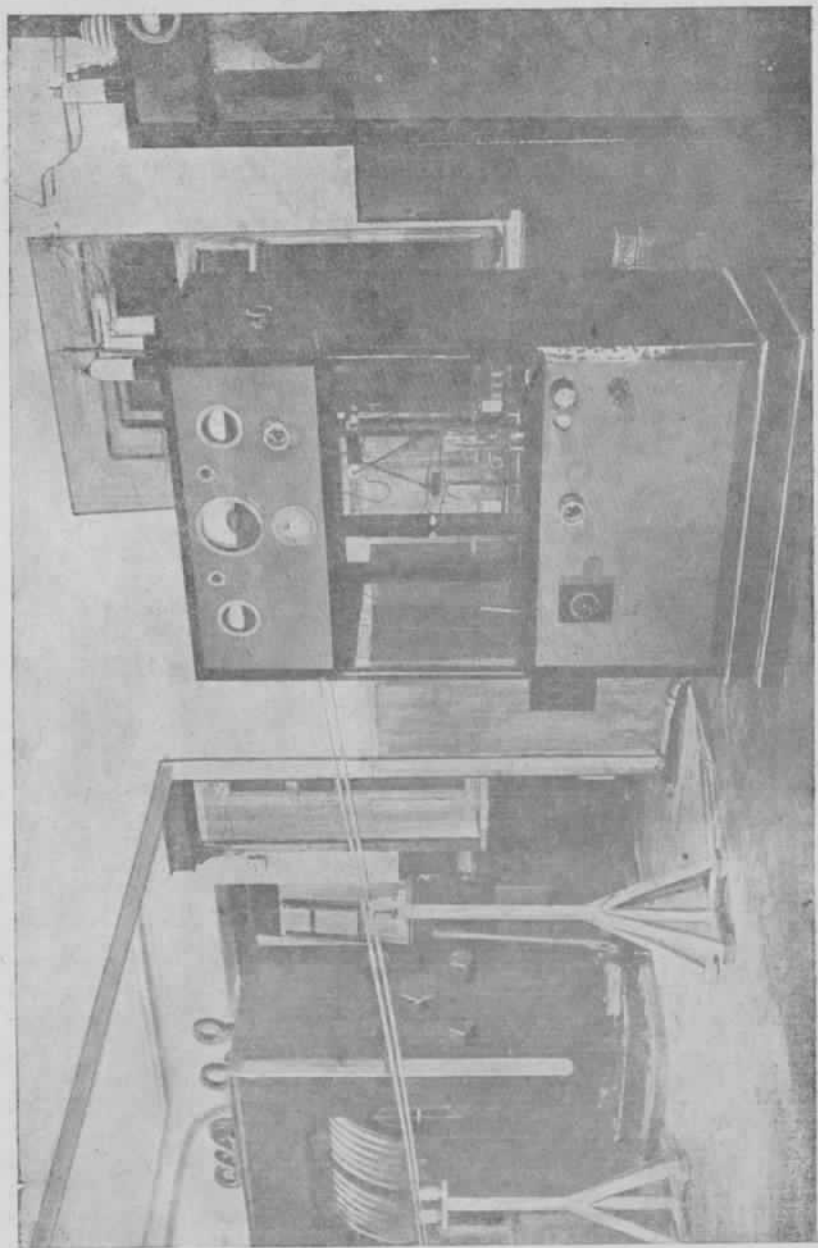
Прежде чем перейти к изложению главнейших работ, выполненных при помощи только что описанной установки, укажем, что тем же Лауренсом построена уже значительно более мощная установка такого же типа. Каких-либо принципиальных изменений в нее не было внесено, только внутри камеры помещены уже обе половины цилиндрической коробки (в полном соответствии со схематическим чертежом), и в самой камере сделано несколько усовершенствований. Снимок с такой камеры приведен на фиг. 24. У нас в СССР также собирается несколько установок такого типа. Самая большая собрана в настоящее время в Ленинградском радиовом институте; мощность коротковолнового генератора (наименьшая длина волны 16 м) равна 40 тыс. ватт, диаметр полюсов магнита 1 м.



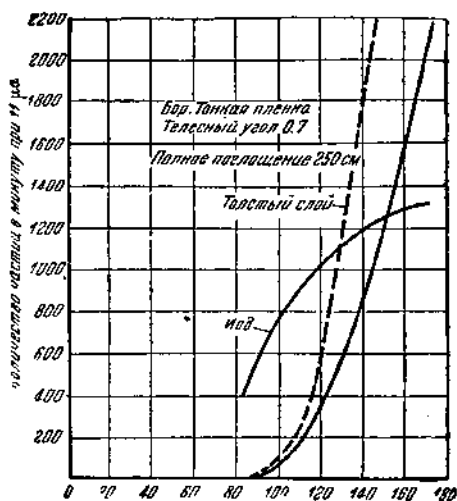
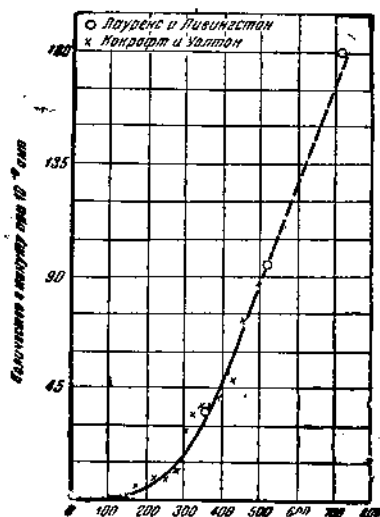
Фиг. 24

Фотография этой установки приведена на фиг. 25.

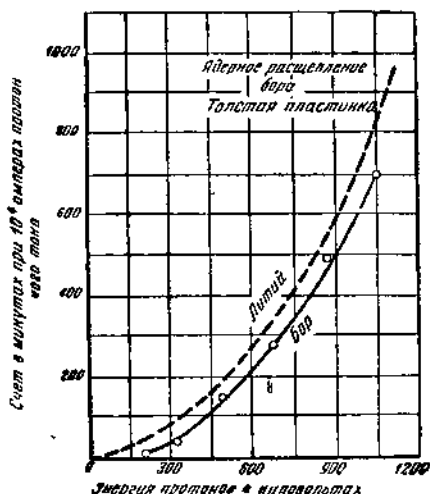
Переходим к описанию некоторых работ по расщеплению атома, выполненных с установкой Лауренса и Ливингстона. Эта установка прежде всего позволила продолжить кривые зависимости числа расщепленных атомов от энергии бомбардирующих протонов. На фиг. 26 мы видим, что Лауренс проследил эту зависимость до энергии протонов в 800 тыс. вольт на электрон, в то время как Кокрофт и Уолтон дошли до 500 тыс. То же самое можно сказать относительно опытов по расщеплению бора: Резерфорд и Олифант, воспользовавшись установкой Кокрофта и Уолтона, дали кривую до 180 тыс. вольт (фиг. 27), а Ливингстон и Лауренс на своей установке опять-таки могли дойти до напряжений выше миллиона вольт (фиг. 28). В обоих случаях число расщепленных атомов быстро растет с увеличением энер-



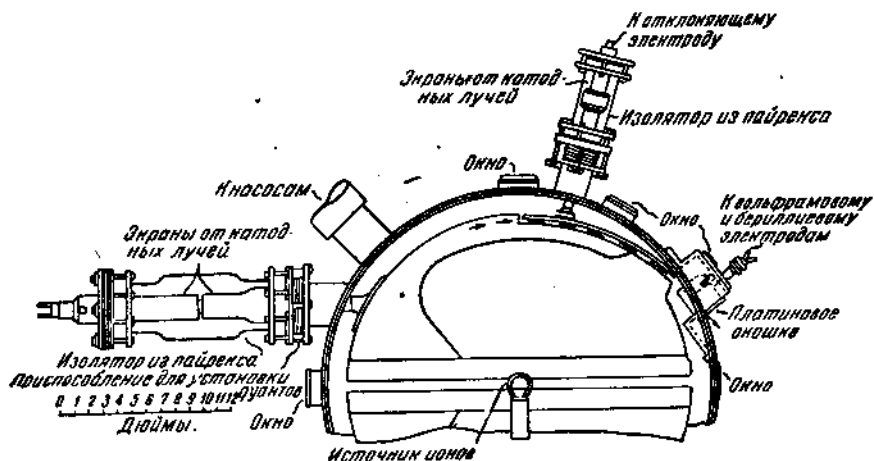
гии протонов. Представление о „коэффициенте полезного действия“ протонов мы можем почерпнуть из той же фиг. 26: из



кривой видно, что на протонный ток в 10^{-9} А с энергией в 300 тыс. вольт получается всего 15 расщеплений, при 800 тыс. вольт это число равно 90, а при миллионе вольт 200. Кроме того, из сравнения кривых следует, что для расщепления бора, как более тяжелого элемента, энергия протонного пучка, при которой начинается разрушение атома, гораздо выше, чем в случае лития (фиг. 28). Совершенно исключительный интерес представляет получение при помощи установки Лауренса и Ливингстона, которая теперь для краткости называется циклотроном, пучка быстрых дейтронов. Масса дейтрона почти точно вдвое больше, чем масса протона, поэтому можно было ожидать, что действие дейтронов на ядра атомов будет отличаться от действия протонов. Опыты подтвердили это предположение. Для получения дейтронов пользовались тяжелой водой. Водород,



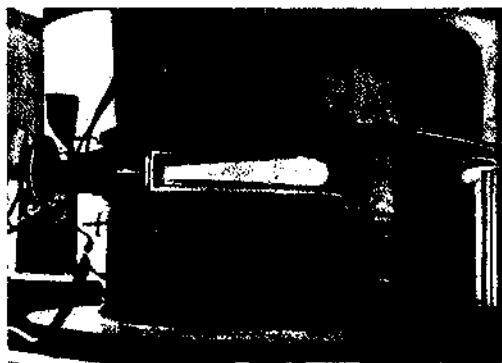
добытый из тяжелой воды, вводится в ускоряющую коробку. Постепенное усовершенствование циклотрона позволило не только ввести пучок дейтронов внутрь специального кармана, но и вывести его наружу. На фиг. 29 схематически изображено устройство ускоряющей камеры, которая употреблялась для этой цели. Стрелки на фиг. 29 показывают путь ионного пучка вдоль последней траектории. Ионы, выходя на половине своего пути из ускоряющего электрода, попадают в пространство под пластинкой отклоняющего потенциала. Электрическое поле, направленное перпендикулярно к траектории пучка, увеличивает



Фиг. 29

радиус окружности, по которой движутся дейтроны, на 30%. Благодаря этому пучок приближается к стенке камеры и может быть выпущен наружу через тонкое платиновое окошко (фиг. 29). Это окошко было сделано из платиновой фольги толщиной в 0.0025 мм, припаянной к латунной решетке, охлаждаемой водой. Отверстия в этой решетке были сделаны настолько часто, что пропускали через себя большую часть ионов. Задерживающая способность платиновой фольги была равна 1.5 см воздуха; эта величина была в несколько раз меньше, чем весь пробег ионов в воздухе при атмосферном давлении. Пучок дейтронов с энергией в 5.8 млн. электрон-вольт, интенсивностью в 5 микроампер, после прохождения платинового окошка имел пробег в воздухе в 25 см. Пробег этот легко было заметить по интенсивному свечению. Представление о мощности пучка и о его свечении можно получить по фотографии (фиг. 30), на которой видно, что пучок дейтронов имеет резко ограниченный пробег и лишь несколько утолщается по мере приближения к концу, так как, выходя из камеры, он попадает в неоднородное магнитное поле.

Вместо того, чтобы выпускать ионный пучок наружу, можно на его пути, перед самым окошком, помещать различные мишени, напр. бериллиевую мишень, для получения мощного источника нейтронов (подробнее об этом мы скажем в § 3 гл. IX). Нужно упомянуть еще, что при помощи циклотрона удалось получить мощные пучки не только дейтронов и протонов, но, что особенно интересно, и гелиевых ионов с двумя элементарными зарядами. Иначе говоря, удалось получить искусственные α -частицы, причем для этого не приходилось даже менять настройку циклотрона, так как отношение заряда к массе (e/m) у дейтрона то же, что и у α -частицы. Вместе с тем наличие двух зарядов позволило увеличить энергию искусственных α -частиц почти вдвое по сравнению с энергией дейтронов и довести ее, таким образом, до 17 млн. электрон-вольт. Что же касается интенсивности, то она у гелиевых двузарядных ионов была гораздо меньше, чем у дейтронов, и составляла всего около 0.1 микроампера. Такая малая интенсивность объясняется, конечно, трудностью образования большого количества двузарядных ионов. Тем не менее и с



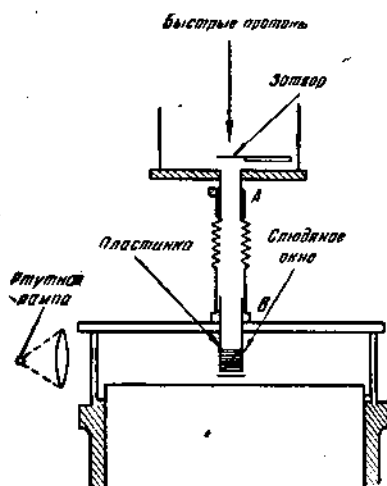
Фиг. 30

этим количеством искусственных α -частиц удалось произвести несколько интересных экспериментов по расщеплению атомных ядер. В дальнейшем мы познакомимся с некоторыми из них.

§ 7. Наблюдения расщепления атома при помощи камеры Вильсона. Процесс расщепления атома можно сделать настолько наглядным, что основные результаты, полученные различными наблюдателями путем сложных умозаключений и расчетов, становятся совершенно очевидными. Достигнуть такой степени наглядности удается при помощи хорошо известной и давно уже применяемой при изучении радиоактивных явлений камеры Вильсона. Для изучения явлений расщепления камера Вильсона применялась и раньше, но работа с ней была чрезвычайно трудна, главным образом потому, что самый факт расщепления происходил очень редко и необходимо было сделать громадное количество фотографий, чтобы обнаружить 2—3 случая расщепления. После того как явилась возможность производить расщепление атома при помощи высоковольтных установок, положение резко изменилось. Иногда приходилось намеренно уменьшать выход расщепленных атомов,

так как иначе их не удавалось наблюдать и точно регистрировать. Ясное и наглядное представление об интенсивности процесса расщепления может дать работа Ди и Уолтона, к изложению которой мы и перейдем.

Камера Вильсона, употреблявшаяся в опыте Ди и Уолтона, была обычного типа и имела 15 см в диаметре и 5 см глубины. Вся установка, т. е. камера Вильсона, фотографическая камера, механизм для расширения и пр., была смонтирована компактным образом на каркасе, который помещался вместе с экспериментатором в маленькой наблюдательной будке, выложенной свинцом, у основания протонной трубки от установки Кокрофта и Уолтона.

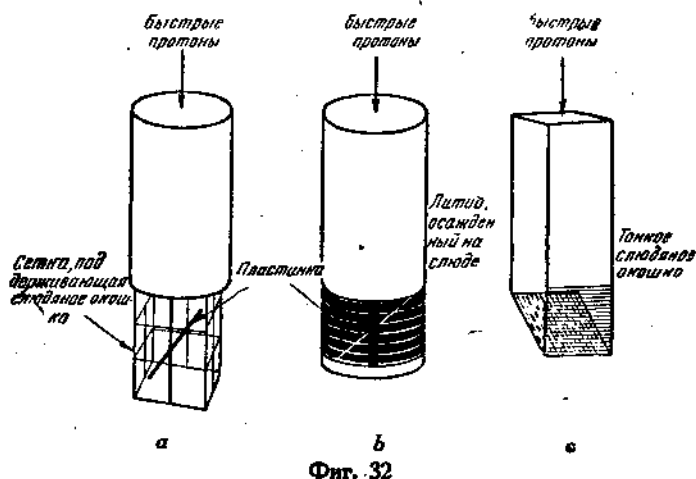


Фиг. 31

к камере Вильсона показано на фиг. 31. Пучок падал на пластинку, находившуюся в конце маленькой трубки, которая проходила через крышку внутрь камеры Вильсона. Площадь пластинки составляла несколько квадратных миллиметров; задерживающая способность этой пластинки была очень мала. Пластинка была наклонена к протонному пучку под углом в 30° и была окружена системой небольших слюдяных окошек, которые могли противостоять атмосферному давлению, но вместе с тем пропускать продукты расщепления. Благодаря мощному протонному току можно было взять трубку всего в 1 см диаметром и таким образом очень незначительно заслонять поле зрения фотоаппаратов.

Чтобы наблюдать пробеги продуктов распада, в центральное отверстие стеклянной трубки помещались различные сетки (фиг. 32). Замену окошек или пластинок можно было сделать без допуска воздуха во всю ускоряющую трубку, закрывая отверстие главной протонной трубки. Протонный пучок был защи-

щел от пластинки легким затвором, который держался закрытым при помощи электромагнита, находившегося внутри протонной трубки. Затвор открывался в нужный по отношению к расширению камеры момент. В экспериментах Ди и Уолтона были использованы четыре окна с задерживающей способностью в 5.1 см, установленные над сеткой *a* (фиг. 32). При этом устройстве следы получались удобной для измерения длины. О результатах, полученных Ди и Уолтоном с литием, можно судить по фотографии (фиг. 33). Разница в пробеге на обеих сторонах фотографии происходит от того, что частицы, возникающие на правой стороне, должны пройти еще кусок слюды с задерживающей

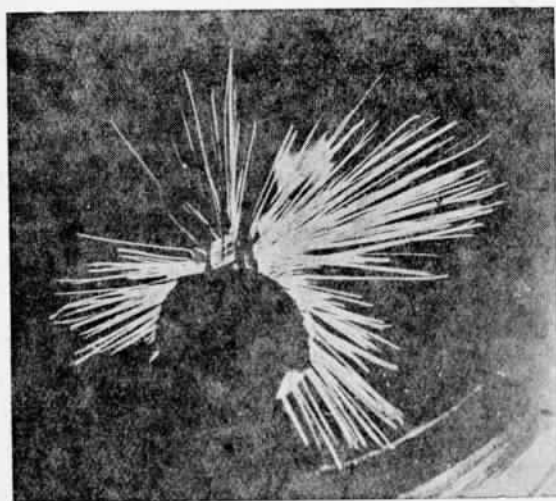


способностью в 6 мм, на которой и был нанесен слой лития с задерживающей способностью в 2 мм. Во всех случаях было исследовано, проходят ли два пути через одну и ту же точку. Плоскость, содержащая два следа (пути), обыкновенно была вертикальна — некоторое отклонение могло быть приписано рассеянию протона, вызывавшего расщепление. Среднее значение суммы длин пар следов, взятое из нескольких таких фотографий, было равно 16.6 см. Разница в длинах отдельных путей каждой пары для данного расширения камеры Вильсона находилась в соответствии с воздушным эквивалентом пути правого следа в слюде, использованной для нанесения окиси лития. Средний пробег частиц, выбрасываемых в двух взаимно противоположных направлениях, оказался равным 8.3 см. Мы видим, что это находится в согласии со значением в 8.4, полученным из кривых поглощения,* и с теоретическим значением 8.25 см, полученным путем расчета реакции. После опытов Ди и Уолтона уже не остается никакого сомнения в том, каким способом происходит

* См. стр. 42.

расщепление лития. Если в некоторых случаях следы получались не парными, то это объясняется, по всей вероятности, тем, что система окошек, расположенных на сетке, задерживает часть следов или же рассеивает.

Исходя из того, что Олифант, Кинсей и Резерфорд, изучая расщепление лития, нашли пробеги в 0.7 и 1.2 см., Ди и Уолтон попытались сфотографировать и эти короткопробежные частицы. Для того чтобы фотографировать такие короткие пробеги, им пришлось употреблять окошки с воздушным эквивалентом меньше 4 мм. Кроме того, в камере Вильсона была взята смесь 90% водорода и 10% воздуха, что дало возможность значительно увеличить длины следов. При этом была взята другая сетка,



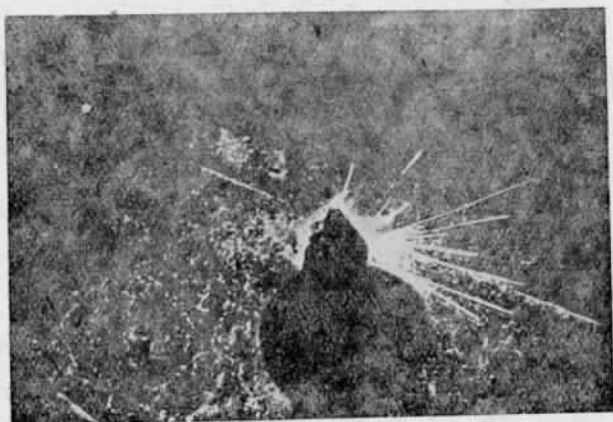
Фиг. 33

показанная на фиг. 32 (с); щели у этой сетки имели ширину 0.3 мм. На наклонной стороне пластинки из окиси лития частицы могли вылетать под телесным углом почти в 2π . В то же время частицы, проходящие через противоположную поверхность, должны были пройти поддерживающую сетку. Хотя эта сетка имела эффективность более чем 50% для нормально падающих частиц, ее конечная толщина предотвращала появление частиц, ко-

торые падали наклонно. Фотография, полученная при таких условиях (фиг. 34), ясно показывает присутствие 12-мм. пробега и дает намек на существование группы с еще более коротким пробегом. Некоторое количество этих более длинных следов было промерено и дало средний пробег в 11 мм. Несколько следов еще более короткого пробега, которые были сфотографированы, имели длину около 6 мм.

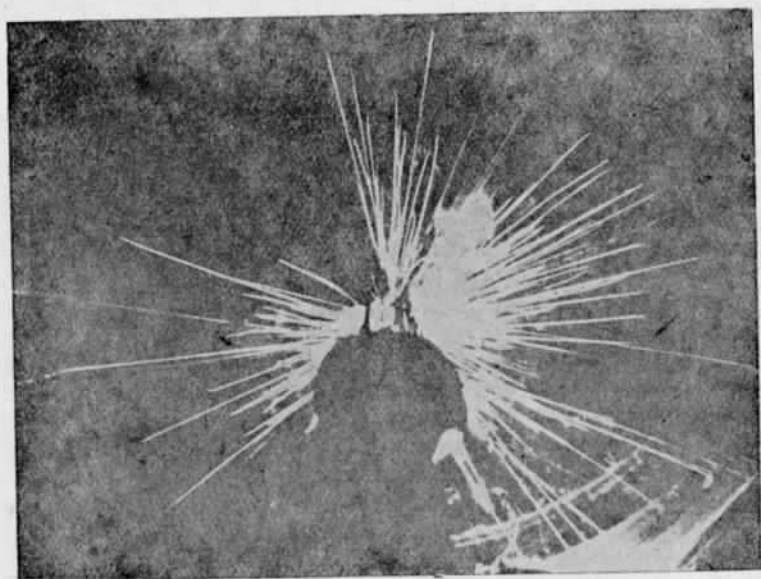
Левису, Ливингстону и Лауренсу удалось найти частицы с пробегом в 14.5 и 35.0 см, когда они бомбардировали литий тяжелым изотопом водорода. На фиг. 35 дан один снимок, полученный Ди и Уолтоном при расщеплении лития дейтронами. Окошки имели ту же самую задерживающую способность, как и в случае протонной бомбардировки (фиг. 33). Существование группы с большими пробегами, начиная от 8 см, ясно видно на фиг. 35. Для измерения пробегов были употреблены более тол-

стые окошки с задерживающей способностью в 10.4 см. Фотографии на фиг. 36 и 37 показывают пары, образующиеся при



Фиг. 34

расщеплении дейтронами. Так как следы не доходят до стенок, то можно было сделать измерение пробегов. Вычисленный про-

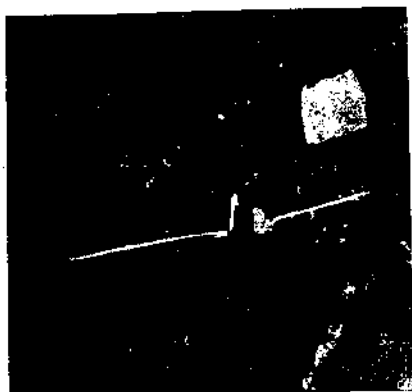


Фиг. 35

бег каждой из этих особенных пар частиц составлял 13.4 см, что хорошо согласовалось со значением 13.2, полученным Оли-

фантом, Кинсеем и Резерфордом, и со значением, полученным путем расчета реакции.

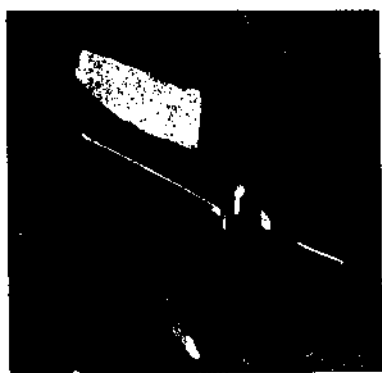
На фиг. 38 приведена фотография, которая дает другую пару частиц такого пробега вместе со следами, доходящими до



Фиг. 36

стенок камеры и, следовательно, имеющими пробег по крайней мере в 16 см. Было получено много других подобных следов, и меньшая ионизация вдоль их пути заставляет предполагать, что они могут составлять группу в 35 см, о которой сообщали Лауренс, Ливингстон и Левис.

§ 8. Применение счетчиков Гейгер-Мюллера. В последнее время для изучения явлений, связанных с расщеплением атомного ядра, очень часто пользуются счетчиками Гейгер-Мюллера. Так как эти приборы применяются для изучения γ -лучей, электронов, позитронов и космических лучей, то нам следует познакомиться с ними более подробно. Устройство самого счетчика чрезвычайно просто. Он состоит из цилиндрической металлической трубки, по оси которой натянута проволока. Концы трубки герметически закрыты эбонитовыми пробками (фиг. 39). Счетчик откачивается при помощи масляного насоса до давления в 4—5 см ртутного столба. На внешнюю поверхность трубки подается постоянный высокий потенциал. Величина потенциала подбирается таким образом, чтобы он почти доходил до того предела, при котором начинаются самопроизвольные разряды в счетчике.



Фиг. 37

Самый процесс работы счетчика заключается в следующем. Если внутри счетчика пройдет ионизирующая частица, то произойдет разряд, в результате которого проволока зарядится до

некоторого потенциала. Разность потенциалов между проволокой и внешней трубкой уменьшится, и разряд прекратится. Спустя небольшой промежуток времени, заряд проволоки уйдет в землю через сопротивление $10^8 \Omega$, и счетчик будет вновь готов к работе. Весь процесс заряда и разряда проволоки занимает всего

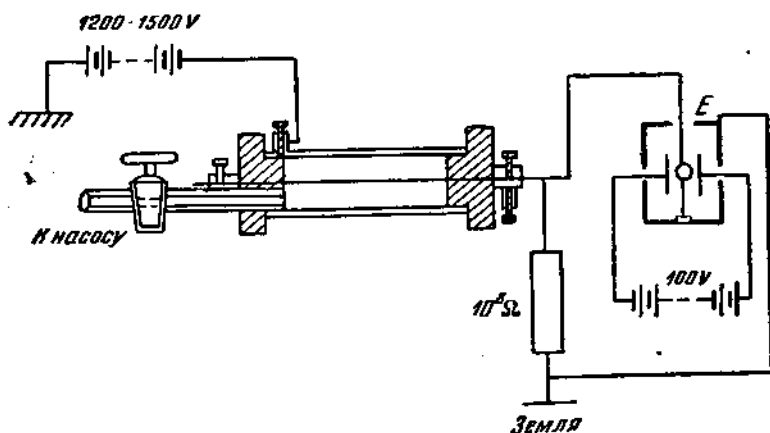
несколько сотых долей секунды; зарядку проволоки можно наблюдать при помощи электрометра E . Таким образом, каждому прохождению ионизирующей частицы внутри счетчика соответствует отклонение (отброс) нити электрометра, соединенной с проволокой счетчика так, как это показано на фиг. 39. Вместе с электрометром проволоку счетчика можно присоединить к усилителю, а этот последний в свою очередь соединить с электромагнитным счетчиком, регистрирующим число отбросов. При помощи такой установки удастся регистрировать около 1000 отбросов в минуту.

Для счета γ -квант употребляется счетчик, сделанный из сравнительно толстой медной трубки. Гамма-луч, проходя через стенку, вырывает из внутренней поверхности ее электрон, появление которого и регистрируется установкой.

Счетчик несколько иной конструкции применяется в том случае, когда нужно считать электроны, обладающие недоста-



Фиг. 38



Фиг. 39

точной энергией для того, чтобы пройти сквозь стенки металлической трубки. Чтобы дать возможность таким электронам

проникнуть внутрь счетчика, поступают следующим образом. В стенках металлической трубки, возможно ближе друг к другу, высверливаются отверстия диаметром в 3—5 мм. Такая „дырчатая“ трубка обертывается с наружной стороны металлической фольгой, достаточно тонкой для того, чтобы пропускать внутрь счетчика электроны, но вместе с тем и достаточно прочной, чтобы выдержать атмосферное давление. Источник электронов накладывается сверху счетчика, и таким образом производится измерение его интенсивности.

Главным преимуществом счетчика является его высокая чувствительность, позволяющая отмечать наличие каждого отдельного электрона, попавшего внутрь счетчика. Но эта же чувствительность в некоторых случаях является помехой для получения точных результатов. Дело в том, что счетчик, обладая способностью чувствовать каждый отдельный электрон, регистрирует космические лучи, радиоактивность стен лаборатории, присутствие даже весьма слабых препаратов радия и т. д. Все эти влияния образуют так называемый фон, который обычно достигает довольно значительной величины (у счетчика диаметром 3—4 см и длиной 10 см — около 80 в минуту). При измерении малого количества отбросов этот фон может совершенно поглотить измеряемую величину. Для уменьшения вредного влияния фона применяется следующий способ. Вместо одного счетчика берутся два и соединяются с усилительной схемой таким образом, что производится регистрация только одновременных разрядов в обоих счетчиках. Разряды же, происходящие только в одном из них, остаются незарегистрированными. Впервые метод „совпадений“ был применен для счета частиц космических лучей и дал очень хорошие результаты. Чтобы еще сильнее уменьшить фон, метод совпадений применяется иногда для трех и даже четырех счетчиков. С различными случаями применения счетчиков Гейгер-Мюллера на практике мы познакомимся в дальнейшем изложении.

ГЛАВА III

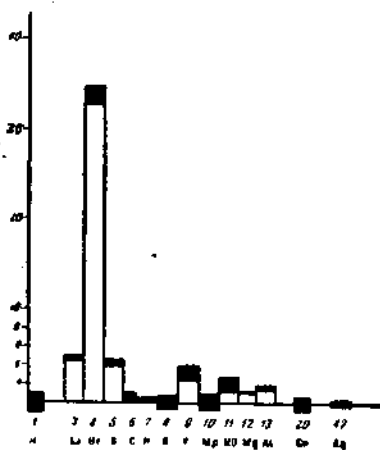
НЕЙТРОНЫ И ИХ СВОЙСТВА

ОТКРЫТИЕ НЕЙТРОНОВ. — МАССА НЕЙТРОНА. — РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ. — НАБЛЮДЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ПРИ ПОМОЩИ КАМЕРЫ ВИЛЬСОНА. — НАБЛЮДЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ПРИ ПОМОЩИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ПЛАСТИНОК С ТОЛСТЫМ ЭМУЛЬСИОННЫМ СЛОЕМ. — ПРОНИКАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ НЕЙТРОНОВ.

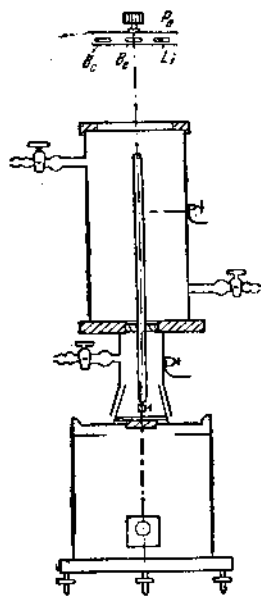
§ 1. Открытие нейтронов. В предыдущей главе мы видели, что протону гораздо легче проникнуть в ядро атома, чем α -частице. Но в настоящее время в распоряжении физиков имеются частицы, которые проникают в ядро, можно сказать, уже без всякого труда. Говоря об этих частицах, мы имеем в виду нейтроны — частицы с массой водорода и с зарядом 0. Отсутствие электрического заряда позволяет нейтронам с легкостью проникнуть внутрь ядра, но в то же время чрезвычайно затрудняет их наблюдение и изучение. Еще Д. Д. Томсон указывал на то обстоятельство, что стало возможным наблюдать и регистрировать отдельные атомы только потому, что их удалось „электрифицировать“ (т. е. получить в виде ионов). И действительно, если мы в камере Вильсона видим следы α -частиц или если мы определяем массу изотопов (вернее $\frac{e}{m}$) путем отклонения положительных ионов различных элементов в электрическом и магнитном поле, то все это оказывается возможным лишь по той причине, что мы имеем дело с заряженными частицами. Совсем по-другому ведет себя нейтрон. Проходя через камеру Вильсона, он не ионизирует газа на своем пути, и потому след его не виден. По той же причине прохождение нейтрона не может быть обнаружено при помощи каких-либо ионизационных приборов, напр. ионизационной камеры или счетчика Гейгера. Судить о наличии нейтронов можно только по их действию на атомные ядра различных элементов. Все же и таким косвенным путем удалось выяснить основные свойства нейтронов. Однако для того, чтобы косвенные методы наблюдения оказались достаточно убедительными, необходимо их детально и очень тщательно анализировать. Это и придется нам сделать в дальнейшем изложении.

К открытию нейтронов привела работа Боте и Беккера. Исследуя при помощи счетчика лучи, испускаемые при бомбар-

дировке легких элементов α -частицами полония, Боте и Беккер пришли к заключению, что по своей природе эти лучи вполне аналогичны γ -лучам радиоактивных элементов. Об интенсивности лучей у различных элементов можно судить по диаграмме Боте и Беккера, приведенной на фиг. 40. На ней по оси абсцисс отложены атомные номера, а по оси ординат — отношение числа γ -квант к числу α -частиц, умноженное на 10^6 . Черными прямоугольниками отмечены ошибки наблюдения. Как видно из этой диаграммы, особенно большое количество γ -квант оказалось у элемента бериллия. Ирен Кюри и Ф. Жолио исследовали поглощение этих лучей и открыли на первый взгляд весьма странный факт.



Фиг. 40



Фиг. 41

Прибор, которым пользовались Кюри и Жолио при своих исследованиях, показан на фиг. 41. На самом верху находился диск с осажденным на нем полонием. Против этого диска по желанию могли быть поставлены пластинки с литием, бериллием или бором. Ионизационная камера, соединенная с весьма чувствительным электрометром (электрометр Гоффмана), имела в верхней своей части отверстие, которое закрывалось экранами из различных веществ. Когда на камере лежали тонкие экраны из графита, алюминия, меди, серебра или свинца, ток в камере оставался практически постоянным, когда же вместо этих экранов были положены также весьма тонкие экраны, но из вещества, содержащего водород, как, напр., из бумаги, целлофана или парафина, ток в ионизационной камере увеличивался. В частности парафиновый экран давал увеличение тока в два раза.

Помещая между парафином и камерой тонкий листок алюминия, можно было убедиться в том, что увеличение тока вызывается излучением из парафина, так как это излучение нацело поглощалось алюминиевым экраном толщиной в 0.2 мм. Сильная ионизирующая и малая проникающая способность характерны для заряженных быстро движущихся тяжелых частиц. Кроме того, повышение ионизационного тока в приборе наблюдалось только при закрывании экранами, содержащими водород. Все эти обстоятельства заставляли думать, что из парафина под влиянием лучей бериллия вылетали Н-частицы (протоны). Самые естественные предположения, какие можно было сделать в этом случае, заключались в том, что мы имеем здесь дело с эффектом Комптона по отношению к водороду. Это предположение подтверждалось как будто и первоначальными наблюдениями, сделанными с камерой Вильсона. В этих опытах препарат, состоящий из полония, бомбардирующего своими α -частицами бериллий (его мы в дальнейшем будем для краткости обозначать $Po + Be$), помещался вне камеры Вильсона. Лучи бериллия вырывали из пластинки парафина, укрепленной внутри камеры, протоны. Снимок следа такого протона приведен на фиг. 42. Однако дальнейшие опыты с камерой Вильсона и определение величины пробега атомов отдачи не только водородных ядер, но и ядер других элементов показали, что лучам бериллия нужно дать иное толкование. Убедиться в этом поможет нам рассмотрение механизма явления Комптона.



Фиг. 42

Чтобы иметь дело с определенными величинами, рассмотрим только те ядра отдачи, которые имеют максимальные скорости и, следовательно, могут происходить только при центральном ударе кванта в ядро атома. Предположение о центральном ударе чрезвычайно упрощает и сокращает расчеты, поэтому мы все окончательные вычисления проведем, положив его в основу.

Пусть квант $h\nu$ ударяет в покоящееся ядро. Часть энергии этого кванта затрачивается на то, чтобы привести в движение ядро, а другая часть идет на образование отраженного кванта $h\nu'$. Уравнение энергии для этого случая может быть написано в таком виде:

$$h\nu = h\nu' + M_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right). \quad (1)$$

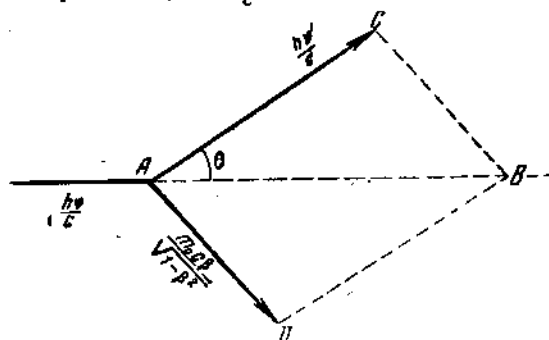
Выражение для кинетической энергии нами взято с учетом изменения массы со скоростью [ср. (9) гл. I, § 7]. Для того, чтобы получить импульс ядра, движущегося со скоростью $v=c\beta$, мы должны массу ядра

$$\frac{M_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

помножить на скорость движения $c\beta$. Для получения импульса кванта его массу $\frac{h\nu}{c^2}$ надо помножить на скорость света c , иначе говоря, импульс кванта будет

$$\frac{h\nu}{c^2} c = \frac{h\nu}{c}.$$

Уравнение импульсов составим согласно чертежу фиг. 43, на котором импульс $\frac{h\nu}{c}$ изображен вектором $\overline{AB}$, импульс $\frac{h\nu'}{c}$ век-



Фиг. 43

тором $\overline{AC}$ и импульс ядра вектором $\overline{CB}$. На основании известной теоремы о квадрате стороны косоугольного треугольника мы получаем, что уравнение импульсов (закон сохранения количества движения) будет иметь вид

$$\left(\frac{M_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot c\beta\right)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2 \frac{h\nu}{c} \cdot \frac{h\nu'}{c} \cos \theta,$$

или, полагая $\theta=180^\circ$, так как мы рассматриваем центральный удар,

$$\left(\frac{M_0 c\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 + 2 \frac{h\nu}{c} \cdot \frac{h\nu'}{c}. \quad (2)$$

Нашей задачей является выразить энергию E , полученную ядром, в зависимости от энергии $h\nu$ ударившего его кванта. Энергия ядра, как это уже было указано в формуле (1), выражается

$$E = M_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right). \quad (3)$$

Чтобы решить поставленную задачу, нужно выразить множитель $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ через $h\nu$. Напишем на основании (1) для этого множителя выражение

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = 1 + \frac{h(\nu - \nu')}{M_0 c^2}. \quad (4)$$

Полагая для сокращения вычислений, что величина

$$\frac{h\nu}{M_0 c^2} = \alpha, \quad (5)$$

на основании этого равенства получим для (4)

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = 1 + \frac{h\nu}{M_0 c^2} \left(1 - \frac{\nu'}{\nu}\right) = 1 + \alpha \left(1 - \frac{\nu'}{\nu}\right). \quad (6)$$

Для определения $\frac{\nu'}{\nu}$ в зависимости от α воспользуемся (2) и (4); возведя в квадрат (4), будем иметь

$$\frac{1}{1-\beta^2} = 1 + \frac{2h(\nu - \nu')}{M_0 c^2} + \frac{h^2(\nu - \nu')^2}{M_0^2 c^4}$$

или, перенеся 1 в левую часть и приведя ее к общему знаменателю,

$$\frac{\beta^2}{1-\beta^2} = \frac{2h(\nu - \nu')}{M_0 c^2} + \frac{h^2(\nu - \nu')^2}{M_0^2 c^4}. \quad (7)$$

Вынесем теперь в равенстве (2) h^2/c^2 за скобку:

$$M_0^2 c^2 \frac{\beta^2}{1-\beta^2} = \frac{h^2}{c^2} (\nu + \nu')^2. \quad (8)$$

Подставляя в (8) значение $\frac{\beta^2}{1-\beta^2}$, взятое из (7), находим, что

$$2h(\nu - \nu') M_0 + \frac{h^2(\nu - \nu')^2}{c^2} = \frac{h^2}{c^2} (\nu + \nu')^2. \quad (9)$$

Раскроем скобки и сделаем приведение:

$$2h(\nu - \nu') M_0 = \frac{4h^2}{c^2} \nu \nu'.$$

Откуда, разделив обе части на $2hM_0$, находим

$$\frac{\nu}{\nu'} - 1 = \frac{2h\nu}{M_0 c^2} = 2\alpha,$$

или

$$\frac{\nu}{\nu'} = 1 + 2\alpha. \quad (10)$$

Воспользовавшись (10), преобразуем теперь (6):

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = 1 + \alpha \left(1 - \frac{1}{1+2\alpha}\right) = 1 + \frac{2\alpha^2}{1+2\alpha} = \frac{1+2\alpha+2\alpha^2}{1+2\alpha}. \quad (11)$$

Подставим теперь в (3) вместо $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ его значение, взятое из (11):

$$E = M_0 c^2 \left(\frac{1+2\alpha+2\alpha^2}{1+2\alpha} - 1 \right) = M_0 c^2 \frac{2\alpha^2}{1+2\alpha}. \quad (12)$$

Заменяя α , находим окончательное выражение для энергии ядра отдачи в зависимости от $h\nu$:

$$E = 2 \frac{\frac{(h\nu)^2}{(M_0 c^2)^2} M_0 c^2}{1 + 2 \frac{h\nu}{M_0 c^2}} = \frac{2}{2 + \frac{M_0 c^2}{h\nu}} h\nu. \quad (13)$$

Из выражения (13) можно вычислить ту энергию кванта $h\nu$, которая необходима для сообщения ядру энергии отдачи E . Произведем это вычисление для протонов с энергией в $5.7 \cdot 10^6$ вольт, наблюдавшихся на опыте. Подставляя в (13) численные значения массы атома водорода $M_H = 1.66 \cdot 10^{-24}$ и $c = 3 \cdot 10^{10}$ и обозначая $h\nu$ через x , получим уравнение второй степени:

$$5.7 \cdot 10^6 = \frac{2x^2}{2x + 1.66 \cdot 10^{-24} \cdot 9 \cdot 10^{20} \cdot 0.63 \cdot 10^{12}};$$

здесь $M_0 c^2$ умножено на $0.63 \cdot 10^{12}$ для перевода в электрон-вольты. Сделав преобразования, напишем это равенство в обычном для квадратного уравнения виде:

$$x^2 - 5.7 \cdot 10^6 x - 27 \cdot 10^{14} = 0,$$

откуда

$$x = 2.8 \cdot 10^6 \pm \sqrt{7.8 \cdot 10^{12} + 27 \cdot 10^{14}}.$$

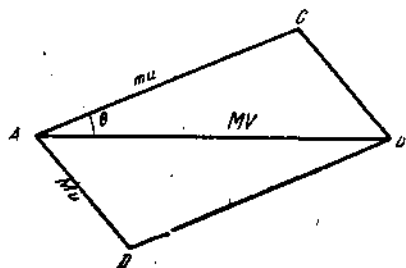
Извлекая квадратный корень, получим, что $x = 55 \cdot 10^6$ электрон-вольт. Эта величина сама по себе оказывается весьма мало вероятной. Выделения такого количества энергии при действии на ядро атома бериллия ожидать нельзя. Еще более странные результаты получаются, если такие же вычисления проделать для азота и для аргона: для них получаются соответственно значения $E_N = 90 \cdot 10^6$ электрон-вольт и $E_A = 150 \cdot 10^6$ электрон-вольт.

Все эти несообразности, как показал Чедвик, исчезают, если сделать предположение, что из бериллия вылетают не γ -кванты, а тяжелые частицы, имеющие массу атома водорода и заряд 0.

Предположение о существовании такого рода частиц было высказано Резерфордом еще в 1920 г., причем эти частицы были названы им нейтронами. Это название и было вновь предложено Чедвиком и теперь уже вошло во всеобщее употребление. Нейтроны обладают многими весьма удивительными и интересными свойствами, к описанию которых мы и перейдем.

§ 2. Масса нейтрона. С вопросом о существовании нейтрона тесно связан вопрос об определении величины его массы. Приблизительное представление о массе нейтрона можно получить на основании следующих соображений. Если частица массы M , двигаясь со скоростью V , сталкивается с неподвижной частицей массы m , то процесс столкновения можно изобразить векторной диаграммой (фиг. 44), вполне аналогичной диа-

грамме фиг. 43. На этой диаграмме вектор AB изображает количество движения MV частицы M до удара, вектор AC — количество движения mu частицы m после удара и вектор AD — количество движения Mu частицы M после удара. В нашем случае M будет неизвестной еще массой нейтрона, а m — это масса ядра какого-либо атома. Диаграмма фиг. 44 начерчена нами в системе координат, в которой ядро атома находится в покое. Для вывода основных формул оказывается гораздо более удобным начертить эту диаграмму в системе координат, в которой покоится центр массы системы „нейтрон — ядро“. Для перехода к новой диаграмме заметим, что в прежней системе по мере приближения нейтрона к ядру перемещался в том же направлении и центр массы. Считая теперь центр массы неподвижным, мы должны: 1) приписать скорость движения центра массы u' ядру; 2) уменьшить скорость движения нейтрона V путем вычитания из нее u' . Следовательно, скорость нейтрона в новой системе будет уже не V , а $V - u' = V'$. Это и изображено на фиг. 45. После удара нейтрона в ядро количество движения сохранится, равенство $MV' = mu'$ останется в силе и изменится только направление скоростей на некоторый угол φ' (фиг. 46). Прибавив к скоростям u' и V' скорость центра массы, мы получим прежние скорости u и V (а также и прежние углы φ и θ). Из верхнего равнобедренного треугольника со сторонами u' , u' и u находим соотношение



Фиг. 44



Фиг. 45

$$\frac{u}{2} = u' \cos \theta. \quad (14)$$

С другой стороны, на основании общего определения центра массы мы можем написать

$$\frac{u'}{V} = \frac{M}{M+m} \quad \text{или} \quad u' = V \frac{M}{M+m}. \quad (15)$$

Подставляя в (14) значение, взятое из (15), получим

$$u = \frac{2M}{M+m} V \cos \theta. \quad (16)$$

Для центрального удара эта формула еще упростится, так как тогда $\cos \theta = 1$, следовательно

$$u = \frac{2M}{M+m} V. \quad (17)$$

Воспользуемся для проверки гипотезы нейтронов соотношением (17). Приняв максимальную энергию нейтрона, так же как и в предыдущем параграфе, равной $5.7 \cdot 10^6$ вольт, мы можем определить его скорость из соотношения

$$\frac{MV^2}{2} = \frac{5.7 \cdot 10^6}{0.63 \cdot 10^{12}}.$$

Так как мы предполагаем, что масса нейтрона равна массе протона, то, подставляя вместо M его значение $1.66 \cdot 10^{-24}$ и определяя V , получим

$$V = \sqrt{\frac{5.7 \cdot 10^6 \cdot 2}{0.63 \cdot 10^{12} \cdot 1.66 \cdot 10^{-24}}} = 3.3 \cdot 10^9.$$

Подставив эти данные для водорода, находим*

$$3.3 \cdot 10^9 = \frac{2M}{M+1} V.$$

Подставив в (17) соответствующие данные для азота, получим

$$4.7 \cdot 10^8 = \frac{2M}{M+14} V.$$

Разделив два последних равенства почленно одно на другое, мы придем к уравнению

$$\frac{M+14}{M+1} = \frac{3.3 \cdot 10^9}{1.7 \cdot 10^8},$$

из которого получается, что $M = 1.15$. Разница между полученной величиной и массой протона вполне объясняется неточностью в определении скоростей ядер отдачи. Таким образом, мы видим, что, сделав предположение о нейтронах, мы могли избежать тех противоречий, к которым неизбежно приводит предположение о квантах γ -лучей, испускаемых препаратом $\text{Po} \rightarrow \text{Be}$.

Гораздо более точное представление о массе нейтрона можно получить из некоторых известных нам ядерных реакций (см. § 1 гл. XI).

§ 3. Рассеяние нейтронов. Прежде чем перейти к рассмотрению проникающей способности нейтронов, остановимся на тех явлениях, которыми сопровождается прохождение нейтронов через материю. Наиболее простым из этих явлений оказывается рассеяние нейтронов. В чистом виде рассеяние нейтронов можно наблюдать только в водороде. Зная угол, который составляет протон с направлением движения ударившего его нейтрона, можно вычислить и угол отклонения самого нейтрона. Сделать это можно на основании следующих соображений. Из диаграммы

* Дробь $\frac{2M}{M+1}$ представляет собой отношение масс, поэтому безразлично, в каких единицах эти массы выражены. В данном случае массы M и 1 выражены в единицах атомного веса.

скоростей фиг. 46 для треугольника $VV'u'$ мы вправе написать такое соотношение:

$$\frac{u'}{\sin(2\theta + \varphi)} = \frac{V'}{\sin \varphi}. \quad (18)$$

Заменяя u' и V' их выражениями в зависимости от масс:

$$u' = V \frac{M}{M+m} \quad \text{и} \quad V' = V \frac{m}{M+m},$$

получим вместо (18)

$$\frac{M}{\sin(2\theta + \varphi)} = \frac{m}{\sin \varphi}. \quad (19)$$

Так как массы нейтрона и протона почти одинаковы, то и в (19) можно принять $M=m$. Тогда мы найдем соотношение

$$\sin(2\theta + \varphi) = \sin \varphi. \quad (20)$$

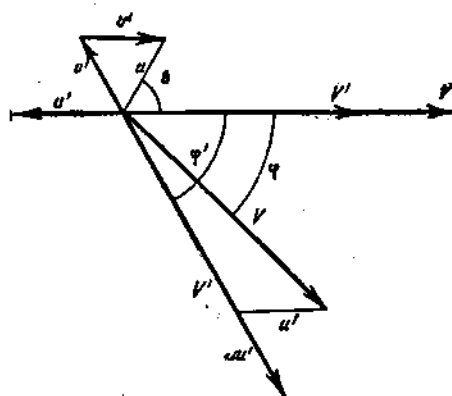
Соотношение (20) возможно только в том случае, если

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

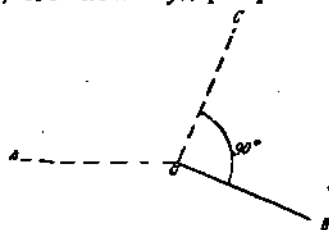
или

$$\theta + \varphi = \frac{\pi}{2}. \quad (21)$$

Равенство (21) показывает, что после удара равные



Фиг. 46



Фиг. 47

массы расходятся под прямым углом. Случай столкновения α -частицы с атомом гелия был сфотографирован Блеккетом при помощи камеры Вильсона. В Ленинградском радиовом институте удалось снять удар протона об атом водорода. В обоих случаях углы между следами частиц после удара оказались прямыми. Это правило позволяет получить направление движения нейтрона, если известны направление его движения до удара и след получившего ускорение протона. Пусть пунктирная линия AO (фиг. 47) представляет собой направление движения нейтрона до его удара в протон в точке O (иначе говоря, AO будет линией, соединяющей источник нейтронов с началом протонного следа O). Если OB — наблюдаемый на опыте след протона, то находящаяся в плоскости AOB и перпендикулярная к OB пунктирная линия OC и даст нам искомое направление движения нейтрона после

удара. В том случае, если нейтрон рассеивается ядрами более тяжелых элементов, направление движения нейтрона все-таки можно построить, определив угол φ из той же формулы (19), которую мы перепишем в следующем виде:

$$\frac{m}{M} = \frac{\sin \varphi}{\sin 2\theta \cos \varphi + \cos 2\theta \sin \varphi}.$$

Разделив числитель и знаменатель правой части этой формулы на $\sin \varphi$, получим для определения угла φ следующее уравнение:

$$\frac{m}{M} = \frac{1}{\sin 2\theta \operatorname{ctg} \varphi + \cos 2\theta}. \quad (22)$$

В случае рассеяния простыми телами (напр. гелием, аргонном, азотом и т. п.) m будет известно. Определив на опыте θ , мы из уравнения (22) определим и угол φ .

Таким образом, несмотря на то, что нейтроны не дают следов в камере Вильсона и не ионизуют газа, мы, наблюдая ядра отдачи, можем судить и о направлении движения нейтронов. На этом основании все экспериментальные работы по рассеянию нейтронов сводились к изучению распределения по углам ядер отдачи.

Наиболее тщательно был исследован вопрос о рассеянии нейтронов водородными атомами. В СССР этим вопросом занимался Добротин; он наблюдал следы протонов, выбитых нейтронами из парафина в камере Вильсона. Весьма подробно исследовали этот вопрос Мейтнер и Филипп. Общее заключение, к которому пришли все экспериментаторы, работавшие в этой области, состоит в том, что столкновение нейтрона с протоном происходит аналогично удару упругих шаров.

Для того чтобы яснее представить себе, каким образом было выведено такое заключение, рассмотрим удар двух шаров, сделанных из упругого материала, напр. из слоновой кости. Пусть шар A движется по прямой линии с некоторой скоростью V . В момент удара шара A в движущийся ему навстречу с такой же скоростью шар C проведем линию центров AC . Угол ACD , составляемый линией центров с направлением движения, обозначим через ψ . Количество движения шара A , изображенное вектором AB , разложим на две составляющих; одна из них пойдет по линии центров,* а другая будет к ней перпендикулярна. То же самое сделаем с вектором количества движения шара C . После удара шары, как видно из фиг. 48, будут двигаться по направлению, составляющему с прежним некоторый угол. Так как шары имеют одинаковую скорость и одинаковую массу, то центр массы их все время оставался в покое, и, следовательно, для дальнейших рассуждений мы можем воспользоваться диаграммой скоростей, отнесенной к центру массы.

* Прямая линия, соединяющая центры шаров.

Предварительно вычислим вероятность того, что при ударе линия центров составит с первоначальным направлением движения угол ψ . Для этого из центра шара C опишем окружность радиусом, равным диаметру шара (фиг. 49). Вероятность угла ψ одинакова с вероятностью того, что точка P попадет на поверхность шарового пояса PQ . Эта же вероятность равна отношению проекции поверхности шарового пояса к площади круга, перпендикулярно к направлению движения. Поверхность шарового пояса, соответствующая весьма малому углу $d\psi$, будет

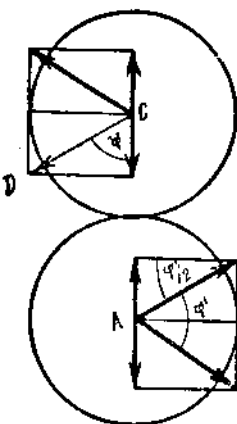
$$2\pi r \sin \psi r d\psi,$$

а помножив это выражение на $\cos \psi$, получим ее проекцию

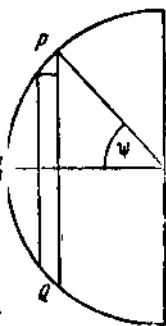
$$2\pi r^2 \sin \psi \cos \psi d\psi.$$

Так как угол φ' связан с углом φ (см. фиг. 48) соотношением

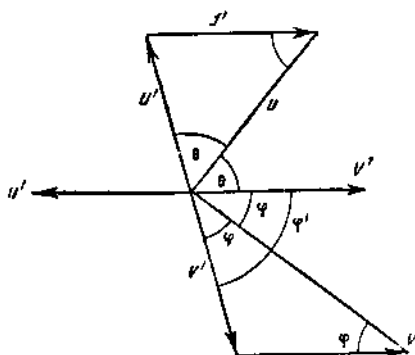
$$\frac{\varphi'}{2} + \psi = \frac{\pi}{2},$$



Фиг. 48



Фиг. 49



Фиг. 50

то мы можем написать выражение для вероятности и зависимости от угла φ' :

$$-2\pi r^2 \cos \frac{\varphi}{2} \sin \frac{\varphi'}{2} d\frac{\varphi'}{2}.$$

Для дальнейших преобразований этого выражения обратимся к диаграмме скоростей, которая в этом случае (равенство скоростей u' и V') имеет очень простой вид. Из фиг. 50 видно, что $\frac{\varphi'}{2} = \varphi$ и $2\varphi + 2\theta = \pi$, или $\varphi + \theta = \frac{\pi}{2}$. На основании первого из этих соотношений между углами имеем

$$-2\pi r^2 \cos \varphi \sin \varphi d\varphi.$$

или, вводя $\varphi = \frac{\pi}{2} - \theta$, получим в окончательном выражении для вероятности

$$2\pi r^2 \sin \theta \cos \theta d\theta = \frac{1}{2} \pi r^2 \sin 2\theta d(2\theta).$$

Диаграмма скоростей показывает, что в то время, как в системе с покоящимся шаром C угол θ меняется от 0 до $\pi/2$, в системе с покоящимся центром массы угол отклонения проходит значения вдвое большие и меняется от 0 до π . Чтобы получить распределение скоростей в данном телесном угле для системы с неподвижным центром массы, надо полученную нами вероятность нахождения в угле $d(2\theta)$ разделить на поверхность соответствующего шарового пояса $2\pi r^2 \sin 2\theta d(2\theta)$. Результатом деления будет, очевидно, постоянная величина. Это показывает, что в системе с покоящимся центром массы направления движения шаров после удара распределены равномерно по телесным углам на поверхности сферы.

Экспериментальные результаты, полученные в отношении распределения по углам протонов, выбитых нейтронами, в пределах ошибок наблюдения совпадают с тем, что было сказано относительно вероятности в распределении по телесным углам для скоростей упругих шаров. Эта аналогия с упругими шарами особенно ясна в упомянутой уже работе Мейтнер и Филиппа. Относительно строения самого нейтрона такая аналогия даст очень мало, ибо очень трудно представить себе упругие силы или какие-либо другие силы, заменяющие их, в частице, лишенной электронной оболочки и электронного заряда. Однако эти опыты с распределением протонов по углам в свою очередь подтверждают, что нейтроны — это тяжелые частицы с массой, весьма близкой к массе атома водорода.*

Рассеяние нейтронов ядрами более тяжелых элементов осложняется другими физическими явлениями, о которых мы будем говорить в следующих главах. Кроме того, в этом направлении проведено еще мало работ. Все же мы здесь приведем данные Дюннинга и Пеграма о рассеянии нейтронов различными веществами (табл. II). Из этих данных можно заключить, что рассеяние на большие углы растет с увеличением атомного веса.

Таблица II

Материал	Углы рассеяния				
	$46 \pm 15^\circ$	$51 \pm 20^\circ$	$82 \pm 27^\circ$	$125 \pm 25^\circ$	$151 \pm 15^\circ$
Парафин	3.68	0.65	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

* Пользуясь волновой механикой, можно на основании экспериментальных результатов сделать некоторые заключения о силах взаимодействия между нейтронами и протонами.

До сих пор, рассматривая прохождение нейтронов через материю, мы говорили о ядрах отдачи, но почти совсем не упоминали об электронах. Однако, если происходит столкновение с ядром атома, то можно ожидать и столкновения нейтрона с одним из электронов, окружающих атом. Этим вопросом специально занимался Ди. Если бы излучение препарата $\text{Po} + \text{Be}$ состояло из квантов γ -лучей большой энергии, то после взаимодействия такого кванта с электроном (эффект Комптона) пробег электрона должен был бы быть длиною в несколько метров. В этом мы можем убедиться, вспомнив, что даже пробеги комптоновских электронов, вызываемых жесткими γ -лучами радиоактивных элементов, имеют уже довольно большую величину в воздухе при нормальных условиях температуры и давления. Мы могли бы это проверить и путем вычисления, определив $\beta = \frac{v}{c}$ из формулы (11), подставив в нее

для $\alpha = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$ вычисленную нами для

ядер отдачи водорода энергию кванта $h\nu = 55 \cdot 10^6$ электрон-вольт, а для m_0 —

массу электрона. К совершенно иному

заключению мы придем, если при рас-

чете скорости электрона примем, что

с электроном сталкивается тяжелая

частица с массой, равной массе атома

водорода. Для такого расчета нам нужно будет воспользоваться

уже формулой (17). Так как по сравнению с массой атома водо-

рода массой электрона можно пренебречь, то в этой формуле мы

можем принять $m = 0$, и тогда получим

$$V_e = \frac{2M}{M} V_n = 2V_n.$$

Иначе говоря, скорость электрона будет всего в два раза больше скорости нейтрона. Подставляя для V_e то же значение скорости, которое было уже использовано нами раньше, а именно $3.3 \cdot 10^9$, получим для скорости электрона $6.6 \cdot 10^9$. Электрон с такой начальной скоростью имеет пробег всего 3.4 миллиметра воздуха. Экспериментатору Ди удалось получить только 2 электронных следа, которые можно было бы приписать действию нейтронов; их пробеги были равны 0.47 мм и 0.30 мм. Фотографии этих следов приведены на фиг. 51 и 52. Подсчитав число следов атомов отдачи азота и зная число электронов, вызванных ударом нейтрона, Ди мог определить относительную вероятность столкновения нейтрона с электронами. Она оказалась в 100 раз меньше, чем вероятность столкновения с ядром атома азота. Этот подсчет в свою очередь показывает, что лучи препарата $\text{Po} + \text{Be}$ состоят из нейтронов, а не из квант γ -лучей. В самом деле, γ -лучи не только должны были бы дать комптоновские



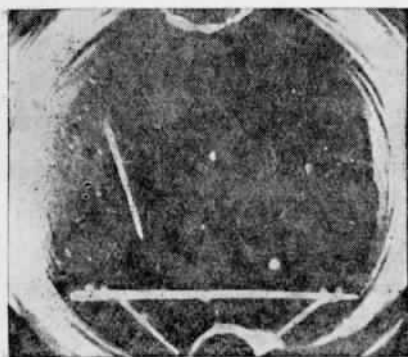
Фиг. 51



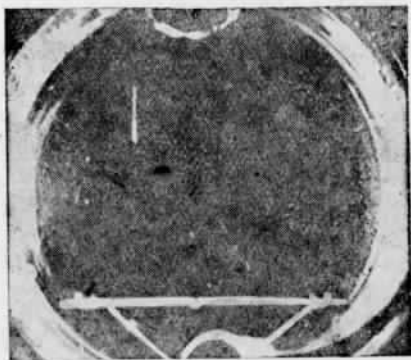
Фиг. 52

электроны с большим пробегом, но и почти всю свою энергию они должны были бы затратить главным образом на ускорение электронов, а не ядер отдачи, как это наблюдается у нейтронов.

§ 4. Наблюдение нейтронов при помощи камеры Вильсона. Несмотря на то, что мы можем наблюдать нейтроны только косвенным путем, это наблюдение оказывается не труднее, чем наблюдение γ -лучей радиоактивных элементов. В самом деле, наблюдать кванты γ -лучей непосредственно мы не можем, а наблюдаем только появление электронов, вызванных γ -лучами. В случае нейтронов мы также наблюдаем не самые нейтроны, а ядра отдачи. Чтобы получить более наглядное представление о прохождении нейтронов через материю, мы рассмотрим несколько снимков следов таких ядер отдачи в камере Вильсона. Снимки следов протонов, выбитых нейтронами из пара-



Фиг. 53



Фиг. 54

фина, мы уже приводили. Однако нужно заметить, что иногда протоны выбиваются и из газа (вернее из молекул воды) внутри камеры Вильсона. На фиг. 53 и 54 приведены такие частицы. На фиг. 53 след протона начинается не у пластинки парафина, укрепленной около стенки камеры, а внутри самой камеры. Следует отметить, что никакого ионизирующего следа между источником нейтронов ($\text{Po} + \text{Be}$) и началом пути протона заметить нельзя. Еще более резко это отсутствие ионизации у нейтрона, вызвавшего протон отдачи, выступает на фиг. 54. Можно воспользоваться камерой Вильсона, наполненной водородом, — тогда следы протонов внутри камеры будут попадаться гораздо чаще. Очевидно, что камеру Вильсона можно наполнять различными газами и таким образом изучать пробеги ядер отдачи у различных элементов. Так, напр., на фиг. 55 приведена фотография следа, образовавшегося в камере, наполненной гелием; таким образом, этот след представляет собой как бы искусственную α -частицу. Чем тяжелее газ, с которым производятся наблюдения, тем, ко-

нечно, короче будут пробеги ядер отдачи. На фиг. 56 приведена фотография ядра отдачи азота. Как видно, след ядра отдачи в этом случае получается очень короткий и толстый. Еще короче следы получаются в камере Вильсона, наполненной аргоном.

Аналогия между наблюдением действия γ -лучей, с одной стороны, и действия нейтронов, с другой, может быть продолжена и несколько дальше. Известно, что под действием γ -лучей мы получаем в камере Вильсона не только электроны, образующиеся внутри камеры, но также и электроны, выходящие из стенок. То же явление замечается и при прохождении через камеру Вильсона пучка нейтронов. Не останавливаясь на рассмотрении этого явления подробнее, заметим только, что оно также может служить указанием на наличие пучка нейтронов, пронизывающих камеру.

На практике трудность наблюдения нейтронов связана главным образом с тем, что обычно приходится пользоваться пучками нейтронов очень слабой интенсивности. Приготовление препарата $\text{Po} + \text{Be}$ связано с трудностью получения сильных препаратов полония — препараты полония в 100 милликюри считаются уже очень сильными. В последнее время в связи с этим затруднением начали пользоваться препаратом $\text{Rn} + \text{Be}$ (эманация радия и порошок бериллия). Такие препараты могут, при наличии значительного количества растворенного радия, служить гораздо более интенсивными источниками нейтронов. Так, напр., если в растворе имеется один грамм радия металла, то не трудно получить препараты $\text{Rn} + \text{Be}$ интенсивностью в 500 милликюри. В некоторых случаях препарат $\text{Rn} + \text{Be}$ с успехом может вполне заменить препарат $\text{Po} + \text{Be}$. Но иногда можно воспользоваться только $\text{Po} + \text{Be}$. Дело в том, что эманация радия вместе со своим активным осадком дает очень интенсивные γ -лучи, которые в камере Вильсона (точно так же, как и в любой ионизационной камере) дают такое количество путей электронов, что наблюдать какие-либо отдельные следы становится уже невозможным. Для того чтобы избежать этого неудобства, пользуются различием поглощения у γ -лучей и у нейтронов. Так как нейтроны поглощаются гораздо меньше, чем γ -лучи, то свинцовый экран,



Фиг. 55



Фиг. 56

который задерживает практически все γ -лучи, пропускает еще достаточное количество нейтронов.

Укажем еще, каким образом удается при помощи камеры Вильсона наблюдать действие сравнительно слабого источника нейтронов. Для этой цели оказывается вполне пригодной камера типа Шимизу, которая позволяет производить от одного до двух расширений в секунду. Таким методом наблюдения нейтронов пользовались в Ленинградском радиовом институте, причем при нормальной работе удавалось сфотографировать до 10 тыс. расширений в день. При таком количестве расширений может быть замечено действие источника $Rn + Be$ силой в 10—20 милликюри.

Из сказанного в этом параграфе видно, что в настоящее время в распоряжении физиков имеется метод, позволяющий вполне точно и определенно судить о присутствии нейтронов. И это несмотря на то, что до мая 1932 г. экспериментаторам совершенно не приходилось иметь дело с нейтронами. Правда, еще несколько лет назад исследователи, работавшие с камерой Вильсона, иногда замечали странные следы, которые большей частью приписывались или радиоактивному загрязнению, или же какой-либо слабой естественной радиоактивности. Между тем действие нейтронов можно легко отличить по нескольким признакам. Прежде всего в явлениях радиоактивности мы всегда имеем дело с пробегами определенной длины, между тем как пробег ядра отдачи зависит от угла рассеяния. Поэтому в случае нейтронов длина пробега ядер отдачи будет меняться от 0 до некоторой максимальной величины, соответствующей центральному удару нейтрона. Что же касается загрязнения радиоактивными веществами, то, наполнив камеру Вильсона каким-либо нейтральным газом, напр. водородом, мы можем от него освободиться.

§ 5. Наблюдение нейтронов при помощи фотографических пластинок с толстым эмульсионным слоем. В тех случаях, когда интенсивность пучка нейтронов слишком мала, можно для наблюдения ядер отдачи водорода воспользоваться фотографическим методом. То обстоятельство, что α -частицы, падая на фотографическую пластинку, дают следы, которые при рассматривании в микроскоп представляются в виде ряда точек, расположенных по прямой (зерна эмульсии), было известно уже давно. Однако до последнего времени не удавалось получить следы протонов в фотографической эмульсии. Мариэтта Блау и другие работники Венского радиового института, перепробовав целый ряд имеющихся в продаже пластинок, нашли, что следы протонов отчетливо получаются на пластинках „Империл Процесс“. Вопрос, который пыталась разрешить Мариэтта Блау при помощи фотографического метода, заключался в определении максимальной энергии нейтронов, вылетающих из препарата $Po + Be$. Имелась указание на то, что энергия нейтронов из препарата $Po + Be$ должна достигать 12 мак. вольт. Число соответствующих ядер отдачи

было мало и потому могло быть обнаружено только фотографическим методом (путем экспозиции в течение нескольких дней) или же при помощи ионизационной камеры. На микрофотографиях Мариэтты Блау имеются следы, по своей длине соответствующие энергии в 9 млн. вольт, но, к сожалению, все эти следы расположены на самой поверхности и по виду представляют собой не что иное, как микроскопические царапины, довольно часто встречающиеся на поверхности светочувствительных пластинок. В Ленинградском радиовом институте фотографический метод был усовершенствован настолько, что возможность смещения следов протонов с царапинами отпала. Усовершенствование фотографического метода заключалось в следующем. Вместо обычных пластинок готовились специальные пластинки с толстым слоем эмульсии (толщиной более 50 μ). Состав эмульсии был подобран таким образом, чтобы одинаково хорошо получались следы α - и Н-частиц. Следы протонов рассматривались при помощи стереоскопического окуляра „Bitukni“; фотографирование следов производилось также стереоскопически. Пользуясь описанным методом исследования, было легче отличать находящиеся внутри слоя следы протонов от расположенных на поверхности царапин. В результате такого рода исследования следов от препарата $Po + Be$, протонов с энергией больше 8.6 млн. вольт обнаружено не было.

Мы остановились так подробно на применении и описании метода камеры Вильсона и метода фотографических пластинок потому, что оба эти метода дают возможность составить наглядное представление о ядрах отдачи, по которым мы судим о присутствии нейтронов. Это, однако, вовсе не значит, что эти методы всегда обладают преимуществами перед методами ионизационными. В некоторых случаях, как напр., при изучении поглощения нейтронов, преимущество оказывается на стороне ионизационных приборов.

§ 6. Проникающая способность нейтронов. На основании того, что было изложено в предыдущих параграфах, мы можем представить себе процесс прохождения нейтронов через материю. По своей проникающей способности нейтроны занимают среднее место между жесткими γ -лучами и космическими лучами. Процесс поглощения нейтронов во многом аналогичен процессу поглощения γ -лучей. Как известно, при прохождении γ -лучей через материю различают истинное поглощение квант γ -лучей, когда вся энергия кванта передается электрону (фотоэффект), и рассеяние (эффект Комптона) — когда лишь часть энергии кванта сообщается электрону, а другая часть в виде кванта с меньшей энергией направляется под углом к основному пучку γ -лучей. Нечто похожее мы встречаем в случае нейтронов: часть нейтронов захватывается ядрами атомов и ведет к их расщеплению, другая часть (в случае азота, как мы видели, в три раза большая) путем упругого удара передает некоторое коли-

чество своей энергии ядру отдачи, а сама меняет направление своего движения. Таким образом, уменьшение числа нейтронов в каком-либо пучке обусловлено этими двумя причинами, и мы можем, так же как и в случае γ -лучей, говорить о коэффициенте поглощения нейтронов, или, вернее, о коэффициенте ослабления.

Чтобы яснее представить себе проникающую способность нейтронов, вычислим их средний пробег в свинце. Для этой цели рассчитаем прежде всего радиус эффективного сечения соударения. Это может быть сделано на основании данных Кюри и Жолио. Согласно этим данным экран толщиной в 2.5 см свинца поглощает 13% общего числа нейтронов препарата $\text{Po} + \text{Be}$. Для определения искомого радиуса напомним уравнение

$$\frac{\pi r^2 \cdot n \cdot d}{1} = \frac{\Delta I}{I}. \quad (23)$$

Здесь r обозначает радиус эффективного сечения, n — число атомов поглощающего вещества в одном кубическом сантиметре, d — поглощающий слой и $\frac{\Delta I}{I}$ — относительное поглощение на длину d . Подставляя в (21) данные Кюри-Жолио и значение n , выраженное через плотность свинца, его атомный вес и число Авогадро, получим

$$3.14 r^2 \left(\frac{11.3 \cdot 6.06 \cdot 10^{23}}{207} \right) \cdot 2.5 = 13.$$

Отсюда находим $r = 7 \cdot 10^{-13}$ см.

Приняв в (23) $d = 1$ и учитывая, что средняя длина пробега $R_0 = \frac{1}{\mu}$,* вместо (23) будем иметь

$$\pi r^2 \cdot n = \mu = \frac{1}{R_0},$$

или

$$R_0 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot n = 1.$$

Это уравнение может служить для определения средней длины пробега нейтрона R_0 . Подставляя в него найденные выше численные значения, получаем

$$R_0 \cdot 3.14 \cdot (7 \cdot 10^{-13})^2 \cdot \left(\frac{11.3 \cdot 6.06 \cdot 10^{23}}{207} \right) = 1,$$

откуда находим, что R_0 равняется 20 см. Для того, чтобы получить из R_0 толщину слоя свинца, поглощающего наполовину, нужно, как известно, помножить R_0 на 0.693. Это даст $20 \cdot 0.693 \approx 14$ см, между тем как для γ -лучей радия-С полупоглощающий слой равен всего 1.4 см. Таким образом, оказывается, что проникающая способность у нейтронов в 10 раз больше, чем у γ -лучей радия-С, и если было трудно защитить какие-либо приборы или самого наблюдателя от действия γ -лучей, то защититься от действия нейтронов практически почти невозможно.

* Здесь $\mu = \frac{\Delta I}{I}$, т. е. коэффициент поглощения.

ГЛАВА IV

ПОЗИТРОНЫ

ОТКРЫТИЕ ПОЗИТРОНОВ. — ТЕОРИЯ ДИРАКА. — НАБЛЮДЕНИЕ ПОЗИТРОНОВ ПРИ ПОМОЩИ КАМЕРЫ ВИЛЬСОНА. — ОБРАЗОВАНИЕ ПАР ИЗ ПОЗИТРОНА И ЭЛЕКТРОНА. — МАССА ПОЗИТРОНА. — ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТЬ ЖИЗНИ ПОЗИТРОНА.

§ 1. Открытие позитронов. Электрические заряды могут быть положительными или отрицательными. Этот элементарный факт был открыт при самом возникновении науки об электричестве. Первые опыты с электрическими зарядами не показывали никакой разницы между электричеством положительным и электричеством отрицательным. Иначе стало обстоять дело, когда началось изучение разрядов в трубках с разреженными газами. Оказалось, что электричество как таковое существует лишь в виде отрицательных электронов, — положительный электрон не был найден. Положительный заряд, равный по абсолютной величине заряду отрицательного электрона, казалось, был неразрывно соединен с массой атома водорода. По мере накопления экспериментальных фактов это мнение все больше и больше укреплялось. Отрицательные электроны стали употребляться в технических приборах (кенотроны, усилительные и генераторные лампы, катодные осциллографы и т. д.). Открытие радиоактивных элементов только подтвердило гипотезу об отсутствии в природе положительных электронов. Из ядер атомов вылетали лишь те же хорошо нам знакомые отрицательные электроны. И вдруг в 1933 г. не в научных журналах, а в периодической печати появилось известие о том, что Андерсон, изучая космические лучи при помощи камеры Вильсона с магнитным полем, открыл положительные электроны. След этих электронов был во всех отношениях подобен следу отрицательного электрона, но только магнитное поле отклоняло его в сторону, обратную отклонению электрона отрицательного. Повидимому, сам Андерсон первое время не очень доверял своему открытию, потому что его сообщения в каком-либо физическом журнале так и не удалось дождаться. Более решительно выступили в данном вопросе Блеккет и Оккиалини, которые в своей работе, посвященной космическим лучам, уже с совершенно определенной определенностью сообщали о существовании положи-

тельных электронов, или как их теперь называют — позитронов. Подробнее о работах Андерсона, а также о работах Блекста и Оккиалини мы будем говорить в главе о космических лучах.

§ 2. Теория Дирака. Прежде чем перейти к описанию опытного материала, иллюстрирующего основные свойства позитронов, посмотрим, пользуясь соображениями Дирака, в чем должны проявляться эти основные свойства. Напишем выражение для кинетической энергии электрона, которым мы уже пользовались в гл. I [формула (9)],

$$E_{\text{ек}} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - m_0 c^2.$$

Как мы уже знаем, кинетическая энергия выражается разностью потому, что из значения полной энергии вычитается энергия покоящегося электрона $m_0 c^2$. Для наших дальнейших рассуждений важна будет не кинетическая энергия, а полная

$$E_e = E_{\text{ек}} + m_0 c^2,$$

для которой мы имеем более простое выражение:

$$E_e = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (1)$$

Для наших целей будет удобно представить E_e не в зависимости от β , а в зависимости от импульса электрона p_e . Напишем поэтому выражение для импульса, которым мы также пользовались в гл. III (стр. 64):

$$p_e = \frac{m_0 c \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (2)$$

Из (2) мы можем определить

$$\sqrt{1 - \beta^2} = \frac{m_0 c \beta}{p_e}. \quad (3)$$

Возведя последнее равенство в квадрат и освобождаясь от знаменателя, находим

$$(1 - \beta^2) p_e^2 = m_0^2 c^2 \beta^2,$$

или, вынося β^2 за скобки,

$$\beta^2 (m_0^2 c^2 + p_e^2) = p_e^2,$$

откуда получаем выражение для β :

$$\beta = \frac{p_e}{\sqrt{m_0^2 c^2 + p_e^2}}.$$

Подставляя в правую часть (3) взятое отсюда значение β , находим

$$\sqrt{1 - \beta^2} = \frac{m_0 c}{p_e} \cdot \frac{p_e}{\sqrt{m_0^2 c^2 + p_e^2}} = \frac{m_0 c}{\sqrt{m_0^2 c^2 + p_e^2}}. \quad (4)$$

Пользуясь (4), получим полную энергию E_e как функцию p_e :

$$E_e = m_0 c^2 \cdot \frac{\sqrt{m_0^2 c^2 + p_e^2}}{m_0 c} = c \sqrt{m_0^2 c^2 + p_e^2}.$$

Эта формула может быть представлена в более удобном виде:

$$E_e = m_0 c^2 \left(\pm \sqrt{1 + \frac{p_e^2}{m_0^2 c^2}} \right). \quad (5)$$

Мы намеренно поставили перед корнем два знака + и —. Казалось бы, что знак минус не имеет никакого физического смысла и его надо просто отбросить. В действительности так это и делалось в классической теории. Однако в квантовой механике нельзя игнорировать состояния электрона с отрицательной энергией. Попытки создать такую квантовую теорию, в которой отсутствовал бы переход к отрицательной энергии, окончились неудачей.

По мнению Дирака, из создавшегося положения возможны были только два выхода: 1) считать, что выводы квантовой теории относительно возможности существования уровней отрицательной энергии ошибочны; 2) выяснить физический смысл состояний с отрицательной энергией. Первое предположение можно отбросить на основании следующих соображений. Физическая теория может быть правильной только в определенных пределах,* в частности волновая механика должна быть правильной до величины порядка $\frac{e^2}{m_0 c^2}$. Вычислим численные значения длины волны λ ,** равной $\frac{e^2}{m_0 c^2}$. Подставив числа, получим

$$\lambda = \frac{e^2}{m_0 c^2} = \frac{(4.77 \cdot 10^{-10})^2}{9 \cdot 10^{-28} \cdot (3 \cdot 10^{10})^2} = 2.8 \cdot 10^{-13}.$$

Соответствующая этой волне частота будет

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{2.8 \cdot 10^{-13}} = 1.12 \cdot 10^{23},$$

а соответствующий квант энергии

$$h\nu = 6.55 \cdot 10^{-27} \cdot 1.12 \cdot 10^{23} = 7 \cdot 10^{-4},$$

или, переводя этот квант в вольты на электрон:

$$7 \cdot 10^{-4} \cdot 0.63 \cdot 10^{12} = 40 \cdot 10^6 \text{ электрон-вольт}.$$

Таким образом, выводы квантовой теории справедливы для квант, имеющих величину не больше 40 млн. электрон-вольт.*** Между тем из формулы (5) видно, что переход от состояния

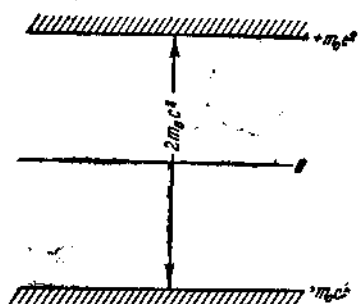
* См. гл. I, § 3.

** Основные понятия волновой механики изложены в приложении.

*** На основании наблюдения электронов в космических лучах этот предел может быть повышен до 100 млн. электрон-вольт и даже больше.

с положительной энергией к состоянию с энергией отрицательной может произойти с испусканием кванта света $h\nu$, равного $2m_0c^2 = 2 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot (3 \cdot 10^{10})^2 \cdot 0.63 \cdot 10^{13} = 1 \cdot 10^6$ электрон-вольт. В самом деле, меняя в формуле (5) p_e от $+\infty$ до 0, мы видим, что наименьшее положительное значение для E_e будет $+m_0c^2$, а наибольшее отрицательное $-m_0c^2$, причем оба эти значения соответствуют $p_e = 0$. Следовательно, состояния электрона с положительной энергией отделены от состояний с отрицательной энергией промежутком в 1 млн. вольт (фиг. 57).

Отвергая на основании этих соображений первое предположение, Дирак попытался придать состояниям с отрицательной энергией определенный физический смысл. Вот приблизительно, каким был ход его рассуждений в связи с тем, что удалось на опыте наблюдать положительный электрон. Предположим, что отрицательные состояния энергии действительно существуют, но все они заняты. Если при этом они однородно распределены вокруг нас, то мы ничего не заметим.* Пусть теперь вследствие



Фиг. 57

какой-либо причины электрон покинул занимаемое им место, в результате чего получилась „дырка“, по образному выражению Дирака. Не трудно увидеть, что такая „дырка“ должна обладать свойствами позитрона. В самом деле, лишив занятое место отрицательного заряда, мы тем самым сообщили ему равный по абсолютной величине заряд положительный, так как

$$-(-e) = +e.$$

Итак, оставшаяся свободной „дырка“ должна обладать положительным зарядом, равным по абсолютной величине заряду электрона. Однако, удаляя электрон из „дырки“, мы отняли у нее не только отрицательный заряд электрона, но и весь электрон целиком, а следовательно, и ту отрицательную энергию, которую этот электрон обладал, находясь в „дырке“. Но вычитание отрицательной энергии равносильно прибавлению положительной:

$$-(-E_e) = +E_e.$$

В результате „дырка“ после удаления из нее отрицательного электрона будет иметь положительный заряд и положительную энергию.

Гипотеза Дирака дает возможность предсказать еще некото-

* Аналогией может служить поле, все точки которого имеют один и тот же потенциал. Этот потенциал может быть очень высоким, в несколько миллионов вольт, и мы все-таки ничего не заметим (пример см. фиг. 11). Наоборот, разность потенциалов сейчас же скажется на явлениях, происходящих в этом поле.

рые свойства позитронов. „Дырка“, двигаясь в материальной среде, может встретиться с отрицательным электроном. Этот электрон, попав в „дырку“, сольется с общим фоном состояний с отрицательной энергией и станет ненаблюдаемым. Иначе говоря, исчезнет электрон, исчезнет и позитрон. Расчет показывает, что средняя продолжительность существования позитрона, медленно движущегося в воздухе при комнатной температуре и атмосферном давлении, равна всего $3 \cdot 10^{-7}$ сек. Такой промежуток времени настолько мал, что делается вполне понятным „метеорный характер“ появления позитронов. Они живут, однако, достаточно долго для того, чтобы успеть оставить свой след в камере Вильсона. Процесс соединения электрона с позитроном был назван аннигиляцией (уничтожением). Освобождающаяся при аннигиляции энергия должна испускаться в виде двух квант, направленных в разные стороны и одинаковых по величине. Этого требует закон сохранения количества движения. Однако в присутствии ядра атома возможно испускание одного кванта, так как тогда часть импульса может принять на себя ядро. Обратным процессом по отношению к только что описанному будет процесс поглощения одного фотона с образованием пары, т. е. одного позитрона и одного электрона. В следующих параграфах этой главы мы и познакомимся с опытным материалом, подтверждающим в общем эти выводы теории Дирака. Заметим, что свою теорию Дирак создал еще в 1929 г., т. е. до открытия позитрона, и пытался тогда применить ее к протонам. Однако эта попытка была оставлена и признана безнадежной самим же Дираком.

В заключение интересно привести еще одно соображение Дирака о возможности существования в природе материальных систем с избытком положительных электронов и с недостатком отрицательных. В такой системе (напр., в каком-либо звездном скоплении или туманности) все атомы имели бы ядра с отрицательным зарядом, а оболочки их состояли бы из положительных электронов. Уравнения для атома с отрицательным ядром и положительной электронной оболочкой математически могут быть получены из известных нам уравнений простым умножением на -1 . Поэтому все уравнения квантовой механики одинаково применимы к одному или другому типу атомов. Следовательно, и спектры у них должны быть одинаковы. В этом и заключается причина того, что мы, наблюдая спектры звезд, до сих пор считали, что атомы во всей вселенной должны быть точной копией атомов, изучаемых в наших лабораториях.

§ 3. Наблюдение позитронов при помощи камеры Вильсона. Из всех работ, посвященных изучению позитронов, мы по возможности выберем те, которые были проведены с камерой Вильсона, так как они гораздо более наглядны и убедительны. Пути позитронов в камере Вильсона по своему виду ничем не отличаются от следов отрицательных электронов, отличить их друг от друга можно лишь при нали-

нии магнитного поля. Убедиться в этом можно при взгляде на фотографию, изображенную на фиг. 58 и взятую из статьи Чедвика, Блеккета и Оккиалини. Камера Вильсона, при помощи которой производились снимки, имела диаметр в 13 см. Небольшие размеры камеры компенсировались тем, что она работала при давлении 1.7 атмосферы (это, принимая во внимание сокращение пробегов с давлением, соответствует камере с диаметром $13 \cdot 1.7 = 22.1$ см при обычных условиях). Для получения магнитного поля камера помещалась внутри катушек. Напряжение магнитного поля, создаваемого катушками, в большинстве опытов было равно 800 гаусс. Источником γ -лучей служил препарат активного осадка ториевой эманации, помещенный внутри камеры Вильсона. Активный осадок был нанесен на кусок проволоки длиной в полсантиметра. Проволока помещалась внутри небольшого свинцового цилиндра, укрепленного в крышке камеры. (Контуры этого цилиндра видны на приведенной фотографии.) Вид и кривизна путей частиц, берущих свое начало у цилиндра, ясно показывают, что при расширении одновременно прошли через камеру и электроны и позитроны. Объяснить отклонение частиц в обратную сторону тем, что сами частицы двигались в противоположном направлении, нельзя потому, что все они сходятся у весьма малого объема, занимаемого свинцовым цилиндром. Предположение о случайных электронах, возникших в стенках или газе камеры и сходящихся почти в одной точке, слишком невероятно и потому должно быть отброшено.



Фиг. 58

На приведенном снимке пучки отрицательных электронов, двигающихся вверх, отклонены вправо. Следовательно, пути, отклоненные влево и выходящие из цилиндра, принадлежат позитронам.

§ 4. Образование пар из позитрона и электрона. Согласно теории „дырок“ должны наблюдаться пары, состоящие из позитрона и электрона. Такие пары действительно удалось наблюдать в камере Вильсона. Для большей определенности мы остановимся лишь на опытах с γ -лучами. На фиг. 59 приведен снимок пары, полученный Грошевым и Франком

в криптоне. Этот снимок особенно интересен тем, что „материализация“ фотона произошла в газе, что случается довольно редко. Схематический процесс образования пары представлен на фиг. 60. Энергия кванта $h\nu$ распределяется между электроном, позитроном и ядром. Заметного количества энергии ядро не получает, так как скорость, приобретаемая им при отдаче, очень мала. Следовательно, пренебрегая энергией ядра, мы можем написать уравнение для реакции материализации фотона в таком виде:

$$h\nu = 2m_0 c^2 + E_1 + E_2. \quad (6)$$

E_1 обозначает здесь энергию электрона, а E_2 — энергию позитрона. Заметим прежде всего, что E_1 не должно быть обязательно равным E_2 . Могут встретиться случаи, когда вся энергия кванта, за исключением, конечно, $2m_0 c^2$, передана позитрону, а электрон, образовавшись, останется в покое или же будет двигаться очень медленно. В этом случае уравнение (6) может быть переписано в еще более простой форме:

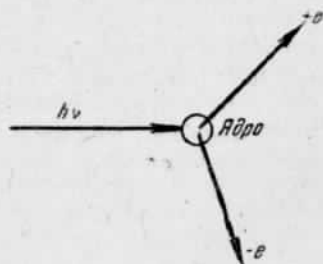
$$h\nu = 2m_0 c^2 + E_2. \quad (7)$$

Возможен, конечно, и обратный случай, когда большая часть или вся оставшаяся от материализации ($2m_0 c^2$) энергия будет передана электрону, но так как нас интересуют позитроны, то мы и ограничимся уравнением (7), которое нам понадобится в следующем параграфе.

Образование пар в твердом веществе происходит гораздо чаще, чем в газе, и это позволяет составить некоторое представление о том, где локализуется процесс образования пар. Чедвик, Блеккет и Оккиалини подходят к этому вопросу следующим образом. Коэффициент поглощения γ -лучей ThC_1 в свинце равен 0.46 см^{-1} . Но самый механизм поглощения состоит из двух явлений — из рассеяния γ -лучей электронами (эффект Комптона) и образования пар. Подсчитав на своих снимках число электронов и число позитронов, Чедвик, Блеккет и Оккиалини приходят к заключению, что на долю образования пар приходится всего 20% общего эффекта поглощения. Следовательно, коэффициент поглощения „материализации“ будет всего 0.092. Воспользуемся теперь формулой (23), приведенной в главе



Фиг. 59



Фиг. 60

о нейтронах. Подставляя численные значения для свинца, найдем, что площадь эффективного сечения Q будет равна

$$Q = \pi r^2 = \frac{\mu}{n} = \frac{0.092}{11.3 \cdot 6.06 \cdot 10^{23}} = 2.8 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.*$$

Эта величина значительно превосходит площадь сечения ядра атома у свинца. Это вычисление подтверждает ту точку зрения, согласно которой пары образуются не внутри ядра, а около него, причем ядро играет лишь пассивную роль „катализатора“ (аналогичную роли катализатора при химических процессах).

Все сказанное относится лишь к случаю образования позитронов под действием фотонов. В дальнейшем мы увидим, что существуют процессы, связанные с испусканием позитронов, в которых ядро участвует уже не пассивно, а активно.

§ 5. Масса позитрона. Чедвик, Блеккет и Оккиалини использовали свои снимки, полученные с препаратом ThC , также и для определения массы позитрона. Откладывая на оси ординат число следов позитронов и электронов, а по оси абсцисс соответствующие им значения энергии в вольтах на электрон, они получили две кривые. Из этих кривых можно было определить максимальные значения энергии у позитронов и электронов. Заметим, что эти максимальные энергии получились в результате двух разных процессов. Так как позитроны получаются под влиянием фотонов только при процессе материализации, то и максимальная энергия их должна была быть равна энергии фотона $h\nu$ минус энергия материализации $2m_0 c^2$, как мы это видели уже в предыдущем параграфе (уравнение 7). Иначе обстоит дело с отрицательными электронами: хотя при образовании пар отрицательные электроны также получают энергию, но максимальные количества энергии получают те электроны, которые вырываются из атома при поглощении кванта путем фотоэффекта. Из своих кривых, введя в них поправку на вероятную ошибку, Чедвик, Блеккет и Оккиалини получили следующие значения для максимальных энергий позитрона и электрона E_2 и E_1 :

$$E_2 = 1.55 \cdot 10^6 \text{ вольт на электрон,}$$

$$E_1 = 2.49 \cdot 10^6 \text{ вольт на электрон.}$$

Фотоэлектроны вырывались, конечно, главным образом из K уровня. Обозначая через ω_k энергию вырывания электрона, мы можем для E_1 написать уравнение

$$E_1 = h\nu - \omega_k. \quad (8)$$

Подставляя взятое из этого уравнения значение $h\nu$ в формулу (7), будем иметь

$$m_{02} c^2 = E_1 + \omega_k - E_2 - m_{01} c^2. \quad (9)$$

* В формуле (23) гл. III надо принять $d=1$ н, следовательно, $\frac{\Delta I}{I} = \mu$.

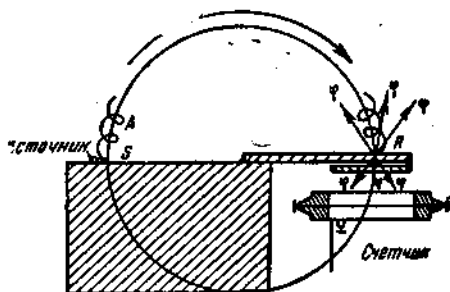
В формуле (9) мы вместо выражения $2m_0 c^2$ написали $m_{02} c^2$ и $m_{01} c^2$, потому что здесь мы различаем массы позитрона и электрона. Подставляя в (9) численные значения $\omega_k = 0.09 \cdot 10^6$ электрон-вольт и $m_{01} c^2 = 0.511 \cdot 10^6$ электрон-вольт, находим $m_{02} c^2 = 2.49 \cdot 10^6 + 0.09 \cdot 10^6 - 1.55 \cdot 10^6 - 0.511 \cdot 10^6 = 0.519 \cdot 10^6$.

На основании этого для отношения масс m_{02} и m_{01} имеем

$$\frac{m_{02} c^2}{m_{01} c^2} = \frac{0.519}{0.511} = \frac{m_{02}}{m_{01}} = 1.02.$$

Таким образом, в пределах ошибок опыта, Чедвик, Блеккет и Оккиалини получили в согласии с теорией Дирака, что масса позитрона равна массе электрона.

§ 6. Продолжительность жизни позитрона. О том, что продолжительность жизни позитрона при прохождении его через материю может быть вычислена на основании теоретических соображений, уже говорилось в § 1 этой главы. Экспериментально измерить продолжительность жизни позитрона пока не удалось, однако некоторые шаги в этом направлении уже сделаны. Остановимся прежде всего на работе Жюлио об аннигиляции позитронов.



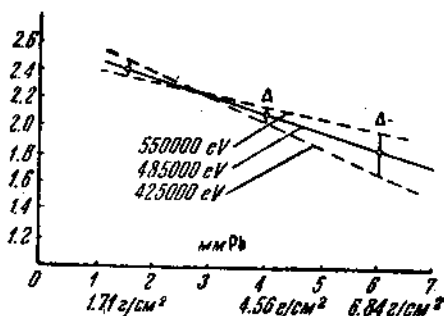
Фиг. 61

Схематически установка Жюлио изображена на фиг. 61.

На прямоугольный кусок свинца помещался источник позитронов ($Po + Al$); с этим источником мы познакомимся в следующей главе. Справа от источника находился экран R , поглощавший позитроны. Для регистрации позитронов и фотонов Жюлио пользовался счетчиком Гейгер-Мюллера, в котором было проделано окно, закрытое листком алюминия толщиной в 0.2 мм. От γ -лучей счетчик был защищен свинцовым бруском, на котором находился источник. Между счетчиком и экраном R мог вставляться еще один экран, служивший для поглощения фотонов. Вся эта установка помещалась между полюсами электромагнита таким образом, что источник S оказывался в том участке магнитного поля, где оно становится уже неравномерным. Начало и конец кривой (трохоиды), которую описывает в таком поле позитрон (или электрон), изображено на фигуре 61. Двигаясь по этой кривой, позитрон попадал на экран R . Убирая экран R и помещая в различных точках окно счетчика, Жюлио определял число позитронов, падающих на поверхность экрана, — число это оказывалось равным 5000 в секунду. Изменив направление магнитного поля, можно

было сделать то же самое, и для электронов, — их оказалось 2000 в минуту, т. е. гораздо меньше.

После этих предварительных опытов был установлен самый факт аннигиляции. Для этого был взят свинцовый экран R толщиной в 1 мм и экран для фотонов в $1\frac{1}{2}$ мм. Источник позитронов S то закрывался экраном в 3 мм свинца, то оставался открытым. Оказалось, что открывание источника S увеличивало число импульсов счетчика на 17%. Переменив направление магнитного поля и проделав те же опыты с электронным пучком, Жолио не обнаружил никакого эффекта. Эти наблюдения показывают, что позитроны вызывают появление фотонов в экране R (или радиаторе, как его называет Жолио), а электроны нет. Этот факт уже можно было считать доказательством



Фиг. 62

существования аннигиляции, сопровождаемой испусканием квантов лучистой энергии. Но Жолио пошел еще дальше. Заменяя свинцовый экран для фотонов в 0.5 мм экранами из того же материала в 4 и в 6.5 мм и изменяя поглощение в этих экранах, он получил кривую, из которой можно было найти коэффициент поглощения $\frac{\mu}{\rho}$.

Определив из кривой поглощения (фиг. 62), что $\frac{\mu}{\rho}$ рав-

на 0.24, Жолио, на основании соотношения, установленного Егером,

$$\mu_{\text{Pb}} = 4240\lambda^2 \quad (\lambda — \text{в ангстремах}),$$

мог определить длину волны λ :

$$\lambda = \sqrt{\frac{\mu_{\text{Pb}}}{4240}} = \sqrt{\frac{\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho}{4240}} = \sqrt{\frac{0.24 \cdot 11.3}{4240}} = 2.53 \cdot 10^{-2} \text{ \AA} = 2.53 \cdot 10^{-10} \text{ см.}$$

Зная длину волны, можно было уже определить и энергию кванта $h\nu$, испускаемого при аннигиляции:

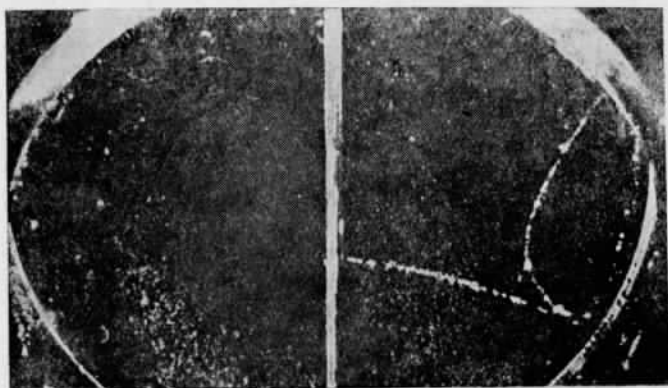
$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6.55 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{2.53 \cdot 10^{-10}} = 7.6 \cdot 10^{-7} \text{ эргов,}$$

или после помножения на $0.63 \cdot 10^{12}$

$$h\nu = 7.6 \cdot 10^{-7} \cdot 0.63 \cdot 10^{12} = 485 \text{ тыс. вольт на электрон.}$$

Принимая во внимание экспериментальную трудность определения энергии кванта по поглощению, нужно считать, что найденное значение 485 тыс. электрон-вольт, в пределах ошибок, вполне согласуется с теоретическим числом 511 тыс. вольт на электрон.

Кроме того, Жолио удалось определить и число квантов, испускаемых при аннигиляции. Для этого он сначала проградуировал свою установку при помощи определенного препарата радия. Оказалось, что на $1.11 \cdot 10^4$ фотона в телесном угле 4π счетчик давал 80 импульсов. Зная коэффициент полезного действия счетчика по отношению к фотонам, можно было вычислить, что на долю каждого случая аннигиляции позитрона с электроном приходится 2.3 ± 0.7 кванта. Учитывая трудности эксперимента, нужно считать, что и этот результат вполне согласуется с теорией, требующей, на основании закона сохранения количества движения, одновременного испускания двух квантов.



Фиг. 63

На основании опытов Жолио можно с уверенностью утверждать, что позитрон гибнет, проходя через материю, но нельзя даже приблизительно указать порядок величины для средней продолжительности жизни позитрона. На это указывает в своей статье и сам Жолио. Экспериментальные данные о продолжительности жизни позитронов различных скоростей можно надеяться получить при помощи камеры Вильсона, в которой должны наблюдаться следы позитронов, резко обрывающиеся в какой-либо части своего пути. Один из таких следов удалось, повидимому, сфотографировать Чедвику, Блеккету и Оккиалини. Их снимок приведен на фиг. 63. На фотографии мы видим, что след позитрона исчез внутри тонкой пластинки, помещенной внутри камеры Вильсона и рассчитанной на то, чтобы лишь в незначительной степени уменьшить его энергию. Однако несколько снимков подобного рода, которые имеются у Чедвика, Блеккета и Оккиалини, в силу их небольшого числа и возможности случайных дефектов в освещении, не позволяют еще (по собственному утверждению авторов) сделать какие-либо определенные выводы.

ГЛАВА V

ИСКУССТВЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

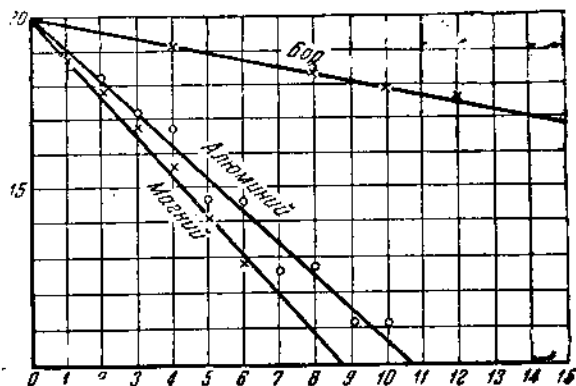
ОТКРЫТИЕ ИСКУССТВЕННОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ. — ИСКУССТВЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ, ВЫЗЫВАЕМАЯ α -ЛУЧАМИ. — ИСКУССТВЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ И СТРОЕНИЕ АТОМНОГО ЯДРА.

§ 1. Открытие искусственной радиоактивности. Кроме того способа получения позитронов, который был подробно рассмотрен в предыдущей главе, существует возможность получать позитроны, пользуясь не явлением материализации кванта, а процессом расщепления ядер. Об одном из таких источников позитронов, о препарате $Po + Al$, нам пришлось уже упомянуть при описании опытов Жюлио по аннигиляции позитронов и электронов. Открытие таких источников было сделано супругами Кюри-Жюлио (Ирэн Кюри и Фредерик Жюлио). Бомбардируя бериллий, бор, магний и алюминий α -частицами полония, они обнаружили испускание позитронов. При этом бериллий испускал не только положительные электроны, но и отрицательные. Иначе дело обстоит с алюминием. Оказалось, что алюминий под действием α -частиц полония испускает только позитроны, причем энергия позитронов доходит до весьма большой величины, а именно до 3 млн. вольт. Небольшое количество отрицательных электронов с максимальной энергией всего в $0.9 \cdot 10^6$ вольт имело совсем другое происхождение. Эти электроны, повидимому, совершенно независимо от позитронов возникали в атомах полония путем внутренней конверсии γ -лучей, испускаемых полонием при своем распаде. Так как позитроны алюминия нельзя было объяснить процессом материализации, то и пришлось предположить, что в этом случае позитроны возникают внутри ядра при его расщеплении. Дальнейшие опыты вполне подтвердили это предположение. Прежде всего было замечено, что испускание позитронов алюминия начинается не сразу, а лишь спустя некоторое время (несколько минут) после начала бомбардировки α -частицами полония. Кроме того, обнаружилось, что и прекращается испускание позитронов не в тот момент, когда удален препарат полония, а значительно позже, причем его интенсивность постепенно уменьшается с течением времени, следуя показательному закону, подобно элементам, подверженным радиоактивному

распаду. Эта аналогия и привела к открытию нового и чрезвычайно интересного явления искусственной радиоактивности.

§ 2. Искусственная радиоактивность, вызываемая α -лучами. Для изучения искусственной радиоактивности лист алюминия подвергался в течение нескольких минут действию α -лучей сильного препарата полония. После того как препарат полония убирался, листок продолжал оставаться активным, причем интенсивность его излучения уменьшалась наполовину в течение 3 мин. 15 сек. Убедиться в том, что излучение состояло из позитронов, можно было при помощи счетчиков или камеры Вильсона, помещенных в магнитном поле. В случае бора период полураспада оказался разным 14 мин., а в случае магния 2.5 мин. Существование полупериодов распада, как мы уже говорили, показывает, что спадание активности должно идти по показательному закону.*

То же самое заключение можно вывести и из кривых фиг. 64, на которой по оси ординат отложены логарифмы интенсивностей, а по оси абсцисс — время в минутах. Как видно на фигуре, точки для каждого из трех исследованных



Фиг. 64

элементов лежат на соответствующей ему прямой. Накопление активности при освещении α -лучами происходит по тому же закону, как, напр., накопление эманыции радия, т. е. согласно формуле

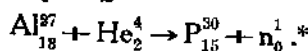
$$I = I_{\infty}(1 - e^{-\lambda t}).$$

Максимальная интенсивность I_{∞} практически достигается в случае алюминия через четверть часа, а в случае бора — через час. Излучение в случае алюминия состоит исключительно из позитронов. На фиг. 65 дана кривая распределения энергий этих позитронов, полученная при помощи камеры Вильсона, помещенной в магнитном поле. Как видим, наибольшее число позитронов соответствует энергии в один миллион вольт. Наибольшая энергия у позитронов достигала $3 \cdot 10^6$ вольт. На фиг. 66 дана такая же кривая для позитронов бора. Здесь максимум находится около $0.5 \cdot 10^6$ вольт, а предельная энергия составляет $1.5 \cdot 10^6$ вольт.

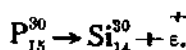
* $I = I_0 e^{-\lambda t}$. Логарифмируя, получим $\lg I = -\lambda t \lg e + \lg I_0$ (см. фиг. 64).

В случае магния были найдены как позитроны, так и электроны. У позитронов максимум кривой распределения соответствовал абсциссе в $1.5 \cdot 10^6$ вольт, а у электронов этот максимум имел абсциссу $2.2 \cdot 10^6$ вольт.

Рассмотрим теперь ядерные реакции, которые имеют место в каждом отдельном случае. Для алюминия можно сделать следующее предположение о ходе реакции:

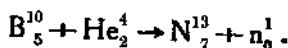


Изотоп фосфора P_{15}^{30} не существует в природных условиях, по всей вероятности потому, что он неустойчив. Реакция его распада должна быть

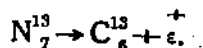


Эта реакция была подтверждена на опыте химическим путем. Предполагая, что активным элементом является неустойчивый изотоп фосфора (радиофосфор, как называли его супруги Кюри-Жолио), можно было попытаться при помощи пригодных для выделения фосфора химических реакций выделить и радиофосфор. Такая попытка была сделана, и оказалось, что позитронная активность может быть таким способом совершенно отделена от алюминия.

В случае бора имеем реакцию вполне аналогичную алюминию:

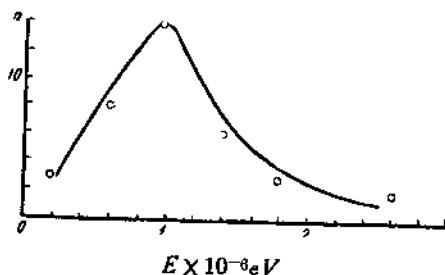


Здесь опять мы встречаемся с неустойчивым изотопом, но только другого элемента — азота. Радиоазот распадается согласно реакции

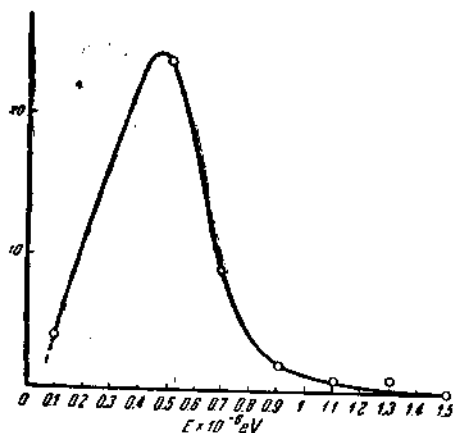


Радиоазот также удалось выделить химическим путем, а вместе с ним и всю позитронную активность.

* He_2^4 — это α -частица, n_0^1 — нейтрон, ϵ^+ — позитрон, ϵ^- — отрицательный электрон (негатрон).

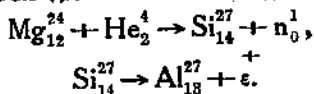


Фиг. 65

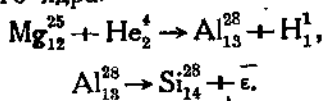


Фиг. 66

Ядерные реакции для магния, в виду малой продолжительности его жизни, не удалось проверить химическим путем. Но после всего сказанного об алюминии и боре вряд ли можно сомневаться в том, что по отношению к испусканию позитронов эта реакция напишется для магния в виде



Здесь неустойчивым изотопом будет уже радиокремний Si_{14}^{27} . Что касается электронной активности, то здесь участвует изотоп магния Mg_{12}^{25} , причем происходят следующие последовательные превращения атомного ядра:



В этой реакции мы встретились еще с одним радиоактивным элементом — радиоалюминием.

§ 3. Искусственная радиоактивность и строение атомного ядра. Явления естественного радиоактивного распада неизбежно приводят нас к заключению, что атомное ядро представляет собой сложную систему, составленную из отдельных элементарных частиц. Так как при распаде естественных радиоэлементов из ядра атома вылетают α -частицы и отрицательные электроны, а наиболее простой тяжелой элементарной частицей является протон, была построена модель ядра, состоящая из этих элементарных частиц. При помощи такой модели удовлетворительно объяснялись некоторые основные свойства атомных ядер и ядерных реакций. Были, однако, замечены и некоторые противоречия опытным данным. С открытием нейтронов и позитронов несостоятельность модели ядра из протонов, α -частиц и электронов выявилась еще более резко. Вспомним, что α -частицы и электроны были введены в состав ядра потому, что они действительно вылетают из ядра при распаде естественных радиоактивных элементов. Но мы уже видели, что при некоторых ядерных реакциях из ядра вылетают и нейтроны, — следовательно, их тоже нужно считать составными элементами ядра. Но куда же их можно поместить, если все занято α -частицами и протонами? Можно было бы, как кажется на первый взгляд, предположить, что нейтроны входят в состав каждой α -частицы. Однако легко видеть, что таким образом не удастся избежать затруднения с прежней моделью атомного ядра. Действительно, если поместить в α -частицу нейтроны, то придется убрать из нее электроны. Между тем мы настолько привыкли к тому, что связь между отдельными атомами и молекулами осуществляется посредством электронов, что сначала это может показаться слишком рискованным. Но другого выхода нет, и нам приходится рассма-

тривать α -частицу как состоящую только из двух протонов и двух нейтронов. Став на этот путь, мы уже неизбежно перейдем к построению всех атомных ядер только из двух элементов — протона и нейтрона. Для иллюстрации возьмем несколько примеров: ядро водорода состоит из одного протона H_1^1 ; ядро дейтрона — из одного протона и одного нейтрона: $H_1^1 + n_0^1 = H_2^2$; ядро гелия (α -частицы) — из двух протонов и двух нейтронов: $2H_1^1 + 2n_0^1 = He_2^4$; изотоп лития Li_3^6 состоит из трех протонов и трех нейтронов: $3H_1^1 + 3n_0^1 = Li_3^6$, ядро другого изотопа лития Li_3^7 содержит три протона и четыре нейтрона: $3H_1^1 + 4n_0^1 = Li_3^7$. На примере Li_3^7 видно, что число нейтронов в ядре может превышать число протонов; но для устойчивых ядер никогда не наблюдается обратного соотношения, единственным исключением является сам протон. Вообще говоря, числа протонов и нейтронов для наиболее легких элементов приблизительно равны между собой. Равенство это более или менее сохраняется до хлора, для более тяжелых элементов число нейтронов оказывается уже почти всегда больше числа протонов; ядра, имеющие одинаковое число протонов и нейтронов, встречаются у элементов более тяжелых, чем Cl, уже в виде исключения. Чем выше атомный номер элемента, тем большей становится разница между числом нейтронов и числом протонов. Возьмем, напр., иттрий Y_{39}^{89} , иод I_{53}^{127} и свинец Pb_{82}^{206} : у иттрия число нейтронов равно $89 - 39 = 50$, у иода $127 - 53 = 74$, у свинца $206 - 82 = 124$; разность между числом нейтронов и числом протонов составляет у иттрия $50 - 39 = 11$, у иода $74 - 53 = 21$ и у свинца Pb_{82}^{206} $124 - 82 = 42$. У последнего элемента, урана U_{92}^{238} , разница между числом нейтронов и числом протонов достигает весьма значительной величины, равной 54. Для того чтобы получить общее наглядное представление о составе ядер различных элементов, можно воспользоваться диаграммой, описанной нами в следующей главе.

Рассмотрим теперь весьма важный вопрос, насколько модель ядра, построенная из протонов и нейтронов, согласуется с основными опытными данными, полученными при изучении искусственной радиоактивности. Покажем, что эти данные не только не противоречат такой модели, но в свою очередь доказывают ее правильность и необходимость. В самом деле, выше мы уже указывали, что наиболее рискованным шагом в построении модели ядра из протонов и нейтронов является отказ от введения в ядро отрицательных электронов. Между тем в правильности этого шага мы можем убедиться на основании фактов, наблюдаемых при изучении распада искусственных радиоактивных элементов. Остановимся еще раз на причине, в силу которой

в прежнюю модель ядра были введены электроны. Причина эта заключалась, как мы уже указывали, в том, что при распаде некоторых естественных радиоактивных элементов из ядра атома вылетают отрицательные электроны; при распаде же искусственных радиоэлементов, как мы могли убедиться при рассмотрении ядерных реакций, приведенных в этой главе, из ядра вылетают в одних случаях электроны, в других позитроны. Если считать вылет этих частиц из атомного ядра достаточным основанием для включения их в состав ядра, то следовало бы построить модель из протонов, нейтронов, позитронов и электронов. Не трудно видеть, однако, что такая модель представляет собой нечто совершенно неопределенное. Заряды электронов и позитронов взаимно компенсируются, и поэтому никак нельзя сказать, сколько нужно взять электронов и сколько позитронов для того, чтобы построить модель ядра данного элемента. Таким образом, мы убеждаемся в том, что введение в состав ядра таких элементов, как электроны и позитроны, не только не облегчает построения модели ядра, но даже приводит к непреодолимым затруднениям. Если раньше и удавалось построить удовлетворительную модель с участием ядерных электронов, то только потому, что еще не были открыты нейтроны, позитроны и явления искусственной радиоактивности; в настоящее же время надо считать, что такая модель находится уже в прямом противоречии с опытом. Из рассмотрения явлений распада искусственных радиоэлементов следует заключить, что позитроны и электроны ведут себя при вылете из атомного ядра совершенно аналогично и отдавать преимущество положительным или отрицательным электронам нет никаких оснований. Укажем еще на то обстоятельство, что и прежняя модель ядра признавала, что ядерные электроны должны находиться внутри ядра в особом состоянии. Дело в том, что радиус электрона оказывался того же порядка (10^{-13}), как и радиус атомного ядра, поэтому, чтобы „упаковать“ в одно и то же ядро несколько электронов, приходилось наделять их способностью „сжиматься“.

Посмотрим теперь, как можно себе представить процесс испускания позитронов и электронов ядром атома. Для этого лучше всего провести аналогию с хорошо изученным явлением испускания квантов. Как известно, испускание кванта лучистой энергии происходит при переходе атома в состояние с меньшей энергией, иначе говоря — в более устойчивое. То же мы наблюдаем и при вылете позитронов и электронов. Во время бомбардировки ядер устойчивых элементов какими-либо частицами некоторые из ядер захватывают эти частицы и переходят в неустойчивое состояние. Для того чтобы такое неустойчивое ядро превратилось в ядро устойчивого элемента, его заряд должен измениться на величину, равную положительному или отрицательному элементарному заряду (квант электрического заряда); в первом случае происходит испускание позитрона, во втором —

электрона. На основании того, что атом может испускать определенные кванты лучистой энергии, вовсе не следует, что эти кванты в готовом виде находятся в атоме. То же самое можно сказать и относительно испускания позитронов и электронов: они появляются тогда, когда ядро должно потерять положительный или отрицательный заряд.

В дальнейшем изложении мы неоднократно будем пользоваться моделью ядра из протонов и нейтронов и на различных примерах будем иметь возможность еще несколько раз убедиться в ее правильности.

ГЛАВА VI

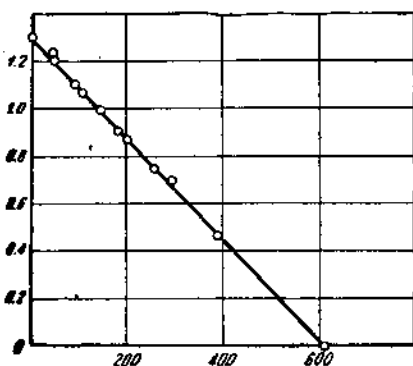
ИСКУССТВЕННЫЕ РАДИОЭЛЕМЕНТЫ, ПОЛУЧАЕМЫЕ ПРИ ПОМОЩИ НЕЙТРОНОВ

ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ. — ДЕЙСТВИЕ ЗАМЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ НА АТОМНЫЕ ЯДРА. — ИЗБИРАТЕЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ НЕЙТРОНОВ. — ОБЩИЙ ОБЗОР ИСКУССТВЕННЫХ РАДИОЭЛЕМЕНТОВ.

§ 1. Основные типы ядерных реакций. Мы уже знаем,* что нейтроны являются наилучшим средством для воздействия на атомное ядро. Ферми предположил, что нейтронами можно будет подействовать даже на ядро наиболее тяжелых элементов и получить из них искусственные радиоэлементы, и его опыты вполне подтвердили это предположение. Источником нейтронов в опытах Ферми служила ампулка с эманацией радия и порошком бериллия. Так как такой препарат дает значительное количество γ -лучей, то были произведены специальные контрольные опыты, чтобы убедиться в том, что наличие γ -лучей не влияет на образование радиоэлементов. С этой целью некоторые вещества подвергались воздействию одних только γ -лучей; источником γ -лучей служила такая же ампулка, но наполненная только эманацией радия. Никаких радиоэлементов при этих контрольных опытах обнаружить не удалось. Следовательно, весь эффект искусственной радиоактивности нужно было приписать нейтронам из препарата $Rn + Be$. В опытах Ферми употреблялись препараты $Rn + Be$, содержавшие от 500 до 800 милликюри эманации радия (радона). Исследование показало, что образовавшиеся под влиянием бомбардировки нейтронами радиоэлементы распадаются с испусканием отрицательных электронов. Эти электроны наблюдались и регистрировались при помощи счетчика Гейгер-Мюллера, уже описанного нами в гл. II. Стенки счетчика были сделаны из алюминиевой фольги толщиной от 0.1 до 0.2 мм и потому пропускали даже электроны с небольшой энергией. Исследуемое вещество бралось в форме тонкого цилиндра, внутрь которого вставлялся препарат $Rn + Be$; после экспозиции этот цилиндр надевался на счетчик. В некоторых опытах, для более точного определения периода полураспада, Ферми пользовался не счетчиками, а ионизационной камерой, соединенной с чувствительным электрометром. На-

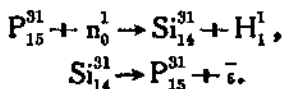
* См. § 10, гл. I

сколько точно можно было таким образом определить полупериод распада, видно из кривой, показанной на фиг. 67.* По оси ординат отложены в произвольных единицах логарифмы интенсивности излучения, а по оси абсцисс — время в секундах. В некоторых случаях одно и то же вещество давало сложную кривую спада интенсивности, состоящую из двух или трех простых экспоненциальных кривых. Вообще говоря, чем больше полупериодов распада, тем труднее определить их из кривой спада интенсивности; поэтому для обнаружения радиоэлементов с разной продолжительностью жизни необходимы сильные препараты $Rn + Be$. Наличие в Ленинградском радиовом институте препаратов $Rn + Be$ позволило нам совместно с лабораторией Курчатова в Ленинградском физико-техническом институте провести в некоторых случаях более тщательное определение полупериодов распада, чем это было сделано Ферми. В качестве примера



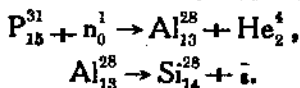
Фиг. 67

приведем опыты с фосфором. Для фосфора Ферми установил реакцию.



Правильность этой реакции была подтверждена Ферми путем химических операций, период полураспада радиокремния Si_{14}^{31} оказался равным 3 часам. В результате наших исследований была получена кривая, изображенная на фиг. 68.

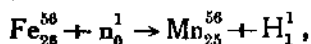
Рассматривая эту кривую, мы видим, что она состоит из двух частей. Первая часть ее, ближе к оси ординат, спадает на половину при значении абсциссы около 3 мин. (ординаты надо отсчитывать от пунктирной линии, определяющей постоянный фон счетчика + интенсивность более продолжительного периода). Вторая часть кривой соответствует периоду полураспада в 3 часа. (Ординаты отсчитываются в этом случае уже за вычетом только постоянного фона счетчика, изображенного на фигуре сплошной горизонтальной линией.) При образовании из фосфора более быстро распадающегося элемента имеет место реакция



Только что рассмотренный случай интересен в том отношении,

* См. примечание на стр. 91. Из приведенного там уравнения определяется λ . Тогда полупериод распада $T = 0.693 \frac{1}{\lambda}$.

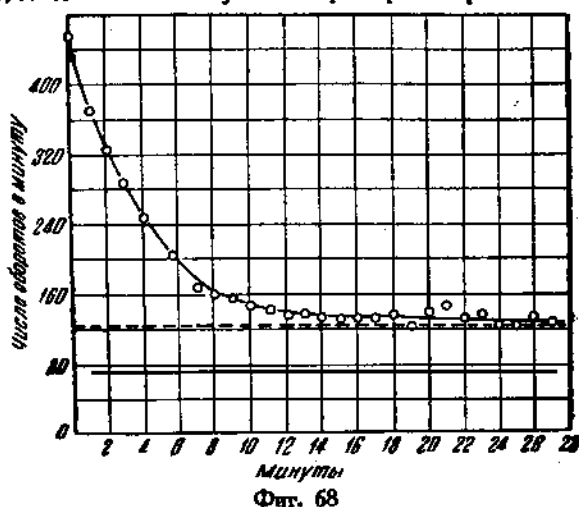
что у фосфора имеется только один изотоп. В некоторых случаях явление образования радиоэлементов осложняется еще тем, что имеется несколько изотопов. Примером в этом случае может служить галлий, имеющий два изотопа: Ga_{31}^{69} и Ga_{31}^{71} ; в результате бомбардировки нейтронами получаются два других неустойчивых изотопа с полупериодом распада в 20 мин. и в 23 часа. Примером образования только одного радиоэлемента может служить железо Fe_{26}^{56} . Эта реакция может быть написана следующим образом:



Эта реакция была также проверена химическим путем.

Мы уже неоднократно упоминали о том, что ядерные реакции в случае образования радиоэлементов могут быть проверены при помощи химических операций.

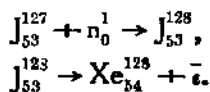
В виду важности этого способа проверки остановимся на нем более подробно. Предположим, что облучаемое вещество имеет атомный номер Z . После экспозиции это облученное вещество растворяется, и к нему прибавляется некоторое количество неактивного вещества, занимающего одно из ближайших мест в Менделеевской системе элементов, т. е. вещество с атомным номером $Z+1$ или $Z+2$, $Z-1$ или $Z-2$. Прибавленное вещество выделяется из раствора путем известных химических операций, причем особое внимание обращается на то, чтобы процесс выделения был закончен в возможно короткое время. Если бы выделенный таким образом осадок оказался активным, можно было бы с полным правом заключить, что полученный радиоэлемент является изотопом элемента, прибавленного в раствор. Иначе приходилось поступать, когда носителем активности оказывался элемент с тем же атомным номером Z , — в этом случае облучаемое вещество бралось в виде раствора молекулярного соединения с какими-либо другими элементами. В процессе облучения под влиянием удара нейтронами атомы облучаемого вещества выпадали из молекул и оставались в растворе в виде ионов, после осаждения ионов



Фиг. 68

вся активность концентрировалась в осадке. Посмотрим теперь, как применялись эти методы для проверки только что написанных нами ядерных реакций. В случае фосфора для облучения нейтронами брался раствор фосфорной кислоты, к этому раствору прибавлялись серная кислота и небольшое количество кремнекислого натрия. Так как после высушивания вся активность переходила к нерастворимому осадку кремнезема, можно было прозерить, что радиоэлементом действительно является неустойчивый изотоп кремния Si_{14}^{31} . В случае железа проверка правильности ядерной реакции производилась следующим образом. Железная пластинка после облучения растворялась в азотной кислоте, и в этот раствор прибавлялось некоторое количество марганцевой соли. Марганец осаждался в виде MnO_2 путем прибавления хлорноватокислого натрия. Вся активность оказывалась связанной с MnO_2 , но кислород при бомбардировке нейтронами не дает радиоэлементов, следовательно, мы можем заключить, что в результате облучения железа нейтронами образуется радио-марганец Mn_{25}^{56} .

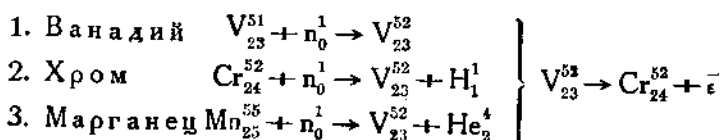
Рассмотрим теперь ядерную реакцию, при помощи которой образовавшийся радиоэлемент оказывается изотопом облучаемого элемента. В качестве примера приведем иод. Для облучения брался издистый аммоний, к нему прибавлялись теллур и сурьма. Оказалось, что после осаждения активный элемент находится вместе с иодом. Таким образом, эта реакция должна быть написана в следующем виде:



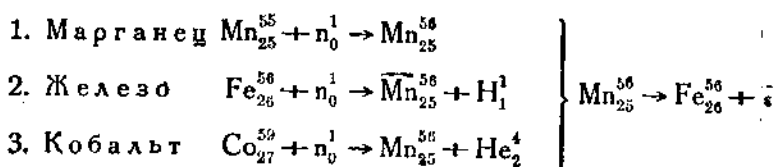
Эта реакция интересна еще и тем, что радиоиод J_{53}^{128} может быть выделен и чисто физическим методом, путем осаждения на заряженном электроде. Для этой цели стеклянный цилиндр емкостью в один литр наполняется насыщенными парами иодистого этила или иодистого метила. К внутренним стенкам цилиндра плотно прилегает алюминиевый цилиндр, который и служит одним из электродов; по оси цилиндра укрепляется второй электрод — никелевый стержень. (Никель был взят потому, что он не дает искусственных радиоэлементов под влиянием бомбардировки нейтронами.) Во время облучения электродам сообщалась разность потенциалов в 3000 вольт. Радиоэлемент осаждался на никелевом электроде, подобно тому как осаждаются на заряженном электроде активный осадок естественных радиоэлементов. В этом можно было убедиться, наблюдая постепенное падение наведенной активности никелевого электрода. Оказалось, что активность его спадает на половину в 25 мин., что в точности соответствует полупериоду распада J_{53}^{128} .

Интересно обратить внимание еще на один очень важный факт, выяснившийся при изучении ядерных реакций. Оказывается,

что, каким бы путем ни был получен данный радиоэлемент, полупериод его распада будет всегда один и тот же. Это особенно наглядно можно видеть при помощи диаграммы фиг. 69, данной Ферми и его сотрудниками. Чтобы разобраться в этой диаграмме, выпишем сначала относящиеся к ней ядерные реакции:

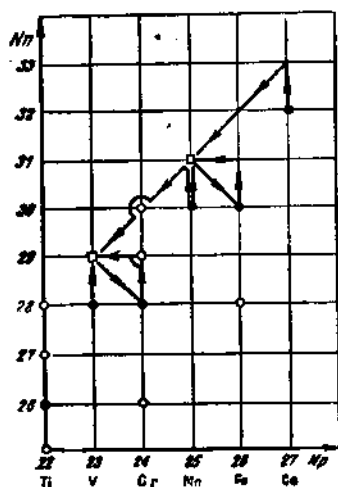


Мы видим, что во всех трех случаях образуется один и тот же радиованадий; разница заключается лишь в том, что в первом случае образование V_{23}^{52} не сопровождается вылетом какой-либо частицы, во втором случае вылетает протон, в третьем — α -частица. То же самое имеет место и в трех других случаях, нанесенных на ту же диаграмму и относящихся к образованию радиомарганца:



Обратимся теперь к рассмотрению диаграммы, изображенной на фиг. 69. Эта диаграмма показывает изменение в строении атомного ядра в зависимости от характера ядерной реакции. По оси абсцисс отложены атомные номера элементов; на основании сказанного в § 3 гл. V о строении ядра мы знаем, что эти же числа дают нам и число протонов, входящих в состав ядра данного элемента. Числа нейтронов в ядре отложены по оси ординат. Из конструкции диаграммы видно, что изменение числа протонов должно сопровождаться перемещением точки, изображающей ядро данного элемента, в горизонтальном направлении, а изменение числа нейтронов — перемещением в вертикальном направлении. Перемещению под углом в 45° на одну клетку соответствует одновременное изменение на 1 протон и 1 нейтрон, перемещению же под углом в 45° на две клетки соответствует изменение на 2 протона и на 2 нейтрона, т. е. на одну α -частицу; все эти изменения указываются на диаграмме стрелками. Заметим, что испускание электрона изображается на диаграмме диагональю одного квадрата, так как потеря или получение заряда, равного заряду одного электрона, соответствует изменению состава ядра на 1 протон и на 1 нейтрон. Точки, относящиеся к устойчивым изотопам, изображены в виде черных кружков, промежуточные ядра в виде белых, а радиоэлементы квадратиками.

После этих предварительных замечаний мы можем приступить к изучению диаграммы. Возьмем сначала квадратик с абсциссой 23 и ординатой 29, который соответствует радиованадию V_{23}^{52} ($23+29=52$). На этом квадратике сходятся три стрелки: одна из них — вертикальная — соответствует присоединению нейтрона к V_{23}^{51} ; другая линия — ломаная — изображает собой присоединение нейтрона к Cr_{24}^{52} и испускание протона; наконец, третья, также ломаная линия изображает присоединение протона к Mn_{25}^{55} и испускание α -частицы; четвертая стрелка (диагональ одного квадрата) направлена от рассматриваемой точки и указывает поэтому на распад V_{23}^{52} с испусканием отрицательного электрона. Точно таким же образом мы можем рассмотреть и другую точку диаграммы, с координатами 25 и 31, соответствующую радиомарганцу Mn_{25}^{56} .



Фиг. 69

Заметим, что при наличии у данного элемента нескольких изотопов и нескольких полупериодов распада получается некоторая неопределенность, так как остается неизвестным, какому из изотопов следует приписать тот или иной период. С примером такой неопределенности мы уже познакомились на случае Ga_{31}^{69} и Ga_{31}^{71} .

§ 2. Действие замедленных нейтронов на атомные ядра. Мы видели, что выход расщепленных атомов при бомбардировке протонами, дейтронами и α -частицами тем больше, чем больше энергия бомбардирующих частиц. Ока-

зывается, однако, что это правило не только не распространяется на нейтроны, но во многих случаях для них имеет место обратное явление — замедленные нейтроны действуют сильнее, чем быстрые. Эта замечательная особенность нейтронов была открыта Ферми и его сотрудниками. Помещая между облучаемым веществом и источником нейтронов слои воды или парафина, они могли увеличить выход некоторых естественных радиоэлементов во много раз.

Правильное объяснение этому явлению было дано в самом начале. Прежде всего было обращено внимание на то обстоятельство, что усиление эффекта искусственной радиоактивности получается лишь в том случае, когда нейтроны проходят через экраны из вещества, содержащего в большом количестве водород. Естественно было поэтому приписать этот факт усиления активности

атомам водорода. Но масса нейтрона почти равна массе протона, и потому нейтрон при соударении с протоном теряет больше энергии, чем при ударе о какой-либо другой атом с большей массой. Для того чтобы убедиться в этом, рассмотрим случай центрального удара нейтрона в атом водорода и в атом неона. Воспользуемся формулой (17) § 2 гл. III $u = \frac{2M}{M+m} v$ для определения скорости ядра отдачи в том и другом случае. Для водорода $m = M$, следовательно, формула дает

$$u = v.$$

Это значит, что скорость целиком передается ядру водорода, а нейтрон останавливается. В случае же столкновения с ядром неона $m = 20M$ и для скорости u мы получаем

$$u = \frac{2M}{M+20M} v = \frac{2}{21} v.$$

Следовательно, кинетическая энергия ядра отдачи выразится так:

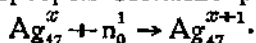
$$\frac{1}{2} m u^2 = \frac{1}{2} 20M \left(\frac{2}{21} v \right)^2 \approx \frac{1}{5} \cdot \frac{1}{2} M v^2.$$

Иначе говоря, при упругом столкновении нейтрона с ядром неона даже при центральном ударе нейтрон потеряет меньше, чем одну пятую своей кинетической энергии. Этот пример достаточно ясно показывает, насколько велика должна быть разница в замедлении нейтронов при прохождении ими веществ, содержащих в избытке атомы водорода или же какие-либо другие атомы.

Посмотрим теперь, насколько предположение о повышении эффекта искусственной радиоактивности замедленными нейтронами согласуется с опытными фактами. Наглядным доказательством правильности этого предположения могут служить опыты, сделанные в Радиовом и Физико-техническом институтах вскоре после опубликования первоначальной статьи Ферми об усиливающем действии воды. Самые опыты производились нами с серебром, на котором усиливающее действие воды сказывается очень сильно. Внутри стеклянной колбы помещался источник нейтронов — ампула с $Rn + Be$, на ее поверхности — пластинка, настолько толстая, что все медленные нейтроны должны были в ней поглотиться. И действительно, на тонкую серебряную пластинку, помещенную после толстой, присутствие воды в колбе уже не оказывало усиливающего влияния.

Оказалось, однако, что если между тонкой и толстой пластинками поместить слой воды в несколько сантиметров, то эффект усиления вновь появляется. Очевидно, что эти опыты вполне удовлетворительно можно объяснить с точки зрения гипотезы о повышенном действии замедленных нейтронов на

атомные ядра серебра. В самом деле, замедленные водой нейтроны поглощаются серебром согласно реакции



Здесь x равен 107 или 109, так как серебро имеет два устойчивых изотопа: Ag_{47}^{107} и Ag_{47}^{109} . Если первая серебряная пластинка имеет достаточную толщину, то все медленные нейтроны будут ею поглощены и через вторую тонкую пластинку будет проходить только пучок быстрых нейтронов. Поместив между толстой и тонкой пластинками слой воды в несколько сантиметров, мы тем самым замедлим часть нейтронов из этого пучка и таким образом вызовем усиление эффекта искусственной радиоактивности и на тонкой пластинке.

Чрезвычайно интересно то обстоятельство, что многие ядерные реакции вызываются нейтронами тепловых скоростей. Уже из самого факта усиления действия замедленных нейтронов на атомные ядра можно было заключить, что чем меньше будет скорость, тем сильнее будет наблюдаемый эффект искусственной радиоактивности. Однако при данной температуре должен существовать определенный предел для уменьшения скорости. В самом деле, давно уже известно и показано непосредственными опытами, что каждой температуре соответствует определенная средняя скорость газовых молекул; то же самое должно иметь место и для „нейтронного газа“. Основываясь на этом, можно было предположить, что замедление нейтронов при помощи, напр., парафинового экрана при температуре кипения жидкого воздуха должно дать больший эффект, чем замедление тем же экраном при комнатной температуре, и наоборот — эффект от экрана из парафинового масла при температуре, напр., в 200°C должен быть меньше, чем при комнатной температуре. Однако первоначальные опыты, производимые в этом направлении, не дали определенных результатов.

Причину этого удалось выяснить Лукирскому и Царевой путем опытов, поставленных в Физическом институте Ленинградского университета. В качестве источника взята была ампула с $\text{Rn} + \text{Be}$, приготовленная в Радиовом институте; эффект искусственной радиоактивности изучался на серебре. Оказалось, что охлажденный жидким воздухом парафиновый экран толщиной в 1.7 см повышает активность серебряной мишени на 13%, парафиновый экран толщиной в 1 см — на 24%, а парафиновый экран толщиной в 0.8 см на 45%. Таким образом выяснилось, что при усилении эффекта путем понижения температуры замедляющего экрана нужно пользоваться экранами сравнительно небольшой толщины. Повидимому, при употреблении толстых экранов наиболее медленные нейтроны сильно поглощаются в самом веществе экрана и не достигают мишени.

Существование нейтронов с тепловыми скоростями было доказано Ферми путем непосредственного опыта. Прибор, которым

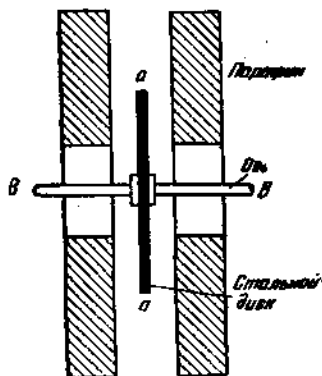
он пользовался, схематически изображен на фиг. 70. Стальное колесо aa^* укреплено на оси BB , на которой оно может вращаться со скоростью 1600 оборотов в минуту. С одной и с другой стороны колеса, на расстоянии в 6 см, находится неподвижное парафиновое кольцо с прямоугольным сечением 10×20 см². На периферии колеса укреплен источник нейтронов $Rn + Be$. По обе стороны источника на периферии, на расстоянии в 5 см от источника, помещены мишени. В качестве мишени в этом опыте брались марганец или ванадий. Оба эти элемента гораздо более чувствительны к медленным нейтронам, чем к быстрым; поэтому нейтроны, попадающие на мишени прямо от источника, будут оказывать сравнительно слабое действие, гораздо сильнее будут действовать нейтроны, замедленные парафиновыми кольцами и попадающие после этого на мишени. Временем, которое необходимо, чтобы быстрые нейтроны дошли до парафинового кольца, можно пренебречь. Иначе обстоит дело с медленными нейтронами, попадающими из парафинового кольца обратно на мишень. Кроме того, необходим некоторый промежуток времени на то, чтобы путем многократных отражений внутри парафинового кольца довести скорости быстрых нейтронов до тепловых. Таким образом, нейтроны, вышедшие из источника, будут попадать на мишень лишь спустя определенный промежуток времени. Если нейтроны, выходящие из парафинового кольца, действительно тепловые, то этот промежуток времени должен быть приблизительно равен периоду, в течение которого колесо повернется на некоторый небольшой угол; приведя колесо в быстрое вращение, можно компенсировать запаздывание нейтронов. При указанной выше скорости вращения колеса увеличение эффекта оказалось равным 10%, при неподвижном колесе такое же увеличение получается при перемещении мишени на $\Delta l = 0.5$ см ближе к источнику нейтронов. Из этих данных может быть вычислено время запаздывания Δt . Очевидно, что

$$\Delta t = \frac{\Delta l}{\pi d} \cdot \frac{60}{1600} = \frac{0.5}{3.14 \cdot 80} \cdot \frac{60}{1600} = 7 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}$$

Средняя тепловая скорость нейтронов при комнатной температуре будет около $250\,000 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$. Следовательно, за время $7 \cdot 10^{-5}$ сек. нейтроны в среднем пройдут путь

$$s = vt = 250\,000 \cdot 7 \cdot 10^{-5} \approx 15 \text{ см.}$$

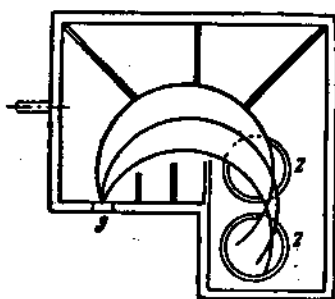
* Диаметр колеса $d = 80$ см.



Фиг. 70

Мы видим, что эта величина пути вполне согласуется с условиями опыта. В самом деле, около 6 см нейтроны проходят от парафинового кольца к мишени, а остальная часть пути — приблизительно 9 см — приходится на зигзагообразные траектории, описываемые нейтронами в парафиновом кольце. На основании описанных нами опытов можно считать доказанным, что усиленный эффект искусственной радиоактивности вызывается тепловыми нейтронами.

Нам остается рассмотреть еще данные относительно энергии β -лучей, испускаемых радиоэлементами. Мы остановимся на тех работах по определению энергии β -лучей, которые были произведены у нас в СССР. Наибольшее количество β -спектров было исследовано Алихановым, Алиханьяном и Желеповым. Прибор, которым они пользовались, изображен на фиг. 71. Внутри плоской латунной коробки помещается источник β -лучей S , с другой



Фиг. 71

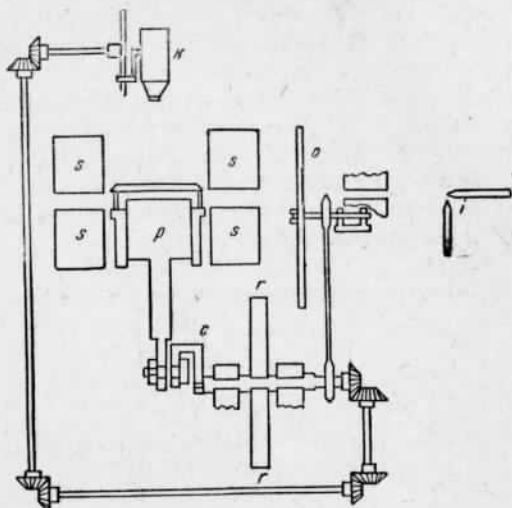
стороны коробки помещены два счетчика Гейгер-Мюллера Z . Коробка помещается между полюсами магнита и откачивается при помощи насоса. Подбирая напряжение магнитного поля, можно сообщить траекториям электронов такую кривизну, чтобы они на конце своего пути прошли через оба счетчика. Для того чтобы стенки счетчиков пропускали через себя электроны, часть стенок этих счетчиков сделана из очень тонкой фольги (на рисунке фольга изображена пунктирной линией). Раз-

ряды в счетчиках передаются на ламповый усилитель, а после него на электромагнитный счетчик (реле). Усилительная схема подобрана таким образом, что импульсы регистрируются только в том случае, когда электрон проходит оба счетчика Гейгер-Мюллера. Два счетчика взяты для того, чтобы по возможности избежать регистрации тех случайных импульсов, которые возникают в каждом отдельном счетчике от космических лучей, радиоактивности стен лаборатории и т. д.* Чтобы на результаты подсчета не влияли электроны, отраженные от стенок прибора внутри коробки, как это видно из рисунка, поставлено несколько экранов.

Несмотря на сложность всей установки в целом, прибор этот доведен до такой степени совершенства, что дает весьма точные результаты. Убедиться в этом можно, сравнив кривые для Вг, полученные на этом приборе, с кривой для того же элемента, полученной в Радиовом институте путем непосредственного наблюдения в камере Вильсона. Чтобы получить достаточное количество данных, в Радиовом институте была построена спе-

* См. конец § 8 гл. II.

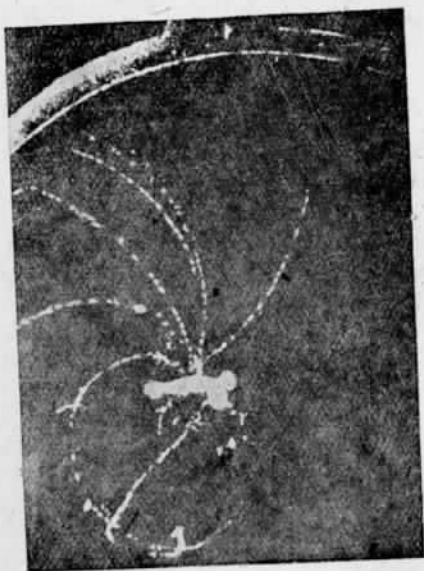
циальная установка с камерой Вильсона, позволяющая получить от двух до трех расширений в секунду. Схематически эта установка изображена на фиг. 72. Ось махового колеса $гг$ посредством кривошипа с соединяется с поршнем камеры $р$. Кроме того, ось соединена системой шестеренок со съемочным кинематографическим аппаратом $к$ и цепью Галля с обтюратором $о$. Маховое колесо приводится во вращение электромотором постоянного тока. Передачи от оси колеса подобраны таким образом, что в момент опускания поршня и появления следов в камере Вильсона одновременно



Фиг. 72

открывается затвор в киноаппарате и пропускается через свободный сектор обтюратора свет от дуги постоянного тока i . Так как камера помещена внутри соленоида ss , по обмотке которой идет постоянный ток, то, как мы видели в предыдущих параграфах, измеряя кривизну путей электронов, можно судить об их энергии.

На фиг. 73 приведена одна из последовательных фотографий β -лучей, испускаемых радиобромом с полупериодом распада в 36 час. Активный препарат радиоброма был выделен из облучаемого раствора молекулярного соединения брома методом, о котором уже говорилось раньше. Полученный активный осадок на пластинке укреплялся на дне камеры Вильсона. Воспользовавшись полученными фотографиями, можно было построить кривую распределения энергии. Эта кривая



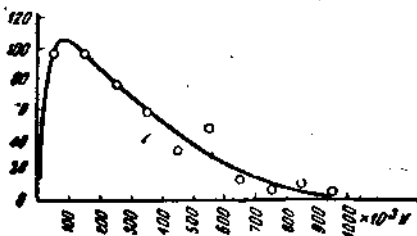
Ф г. 73

приведена на фиг. 74. По оси абсцисс отложены энергии в киловольт-ах, а по оси ординат соответствующие им числа частиц. На примере этой кривой мы видим характерные черты β -распада. β -Частицы, вылетаая при радиоактивном распаде ядра атома, в отличие от α -частиц, не обладают определенной энергией. Однако для каждого вещества имеется своя энергетическая кривая; для каждой такой кривой характерны положение максимума и предельная максимальная энергия β -частиц. Для иллюстрации приведем таблицу предельных значений энергий, полученных Алихановым, Алиханьяном и Железовым из их кривых (табл. III).

Таблица III

Z	Радиоэлемент	Период полураспада	Граница в электрон-киловольт-ах
13	Al	2.3 минуты	3000
15	P ³²	14 дней	2000
17	Cl ³⁵	35 минут	2000
25	Mn	2.5 часа	3200
35	Br	18 минут	2000
35	Br	4.2 часа	2050
35	Br	36 часов	950
45	Rh	44 секунды	2600
45	Rh	3.9 минуты	2100
47	Ag	22 секунды	2800
47	Ag	2.3 минуты	2000
53	I	25 минут	2100
79	Au	2.7 дня	1100

Из этой таблицы видно, что для Br с 36-часовым полупериодом распада предельное значение энергии β -частиц оказывается равным 950 kV. То же значение получается и из кривой, полученной на установке с камерой Вильсона (фиг. 74).



Фиг. 74

§ 3. Избирательное поглощение нейтронов. В предыдущем параграфе были описаны опыты с двумя пластинками серебра, одна из которых служила поглотителем, а другая индикатором. На основании этого опыта мы заключаем,

что на серебро действуют медленные нейтроны. Этот же самый опыт можно рассмотреть и с несколько другой точки зрения. Можно предположить, что на серебро сильно действуют лишь нейтроны, скорости которых заключены в некоторых определенных пределах. Такие нейтроны составят, по терминологии Ферми, группу. Легче всего обнаружить нейтронную группу С, названную так

потому, что ее удастся выделить, изучая поглощение нейтронов в кадмии Cd (первая буква С). Метод выделения группы С заключался в следующем: между индикатором (облучаемым веществом) и источником медленных нейтронов (Rn + Be в парафине) помещались различной толщины экраны из кадмия; затем экраны эти убирались, и индикатор облучался медленными нейтронами непосредственно. Разница в активности индикатора в том и в другом случае дает возможность судить о действии нейтронов группы С. Так как эта разница уменьшается с толщиной экранов по показательному закону, то это может служить доказательством того, что мы имеем здесь дело со сравнительно однородным пучком нейтронов. Группу С особенно легко выделить еще потому, что она может быть нацело поглощена сравнительно тонким слоем кадмия 0.27 г/см^2 , в то время как остальные нейтроны проходят этот слой почти без ослабления.

Экраны из кадмия можно заменить экранами из других веществ и таким образом определить коэффициенты поглощения в различных веществах и для различных индикаторов. Результаты, полученные Ферми для массовых коэффициентов поглощения μ/ρ , сведены в табл. IV.

Таблица IV

Группа С

Индикатор	Поглотитель						
	Rh	Ag	Cd	In	Ir	Au	Hg
Mn	0.68	0.24	—	—	—	—	—
Rh	0.45	0.2	10	0.5	0.8	0.15	0.6
Ag	0.55	0.2	13	1	0.6	0.2	0.8
In	0.5	0.2	12	0.7	0.8	0.15	0.5
Ir	0.86	0.25	—	—	—	—	0.5

Как видно из таблицы, значения коэффициентов поглощения для данного поглотителя остаются почти постоянными для всех индикаторов.

Что касается индикаторов, то они выбирались с таким расчетом, чтобы их электронная активность была достаточно велика для опытов, в которых значительная часть нейтронов поглощалась экранами. Сравнивая различные коэффициенты поглощения, мы видим, что больше всего поглощает нейтроны группы С элемент кадмий. Предположим теперь, что нейтроны группы С отфильтрованы кадмием. Оказывается, как это и можно было ожидать, что в остающемся пучке нейтронов можно выделить еще несколько групп. Таким образом удалось выделить еще три группы, и Ферми дал им название А, В и D. Группа А характерна тем, что она очень сильно поглощается серебром Ag; на

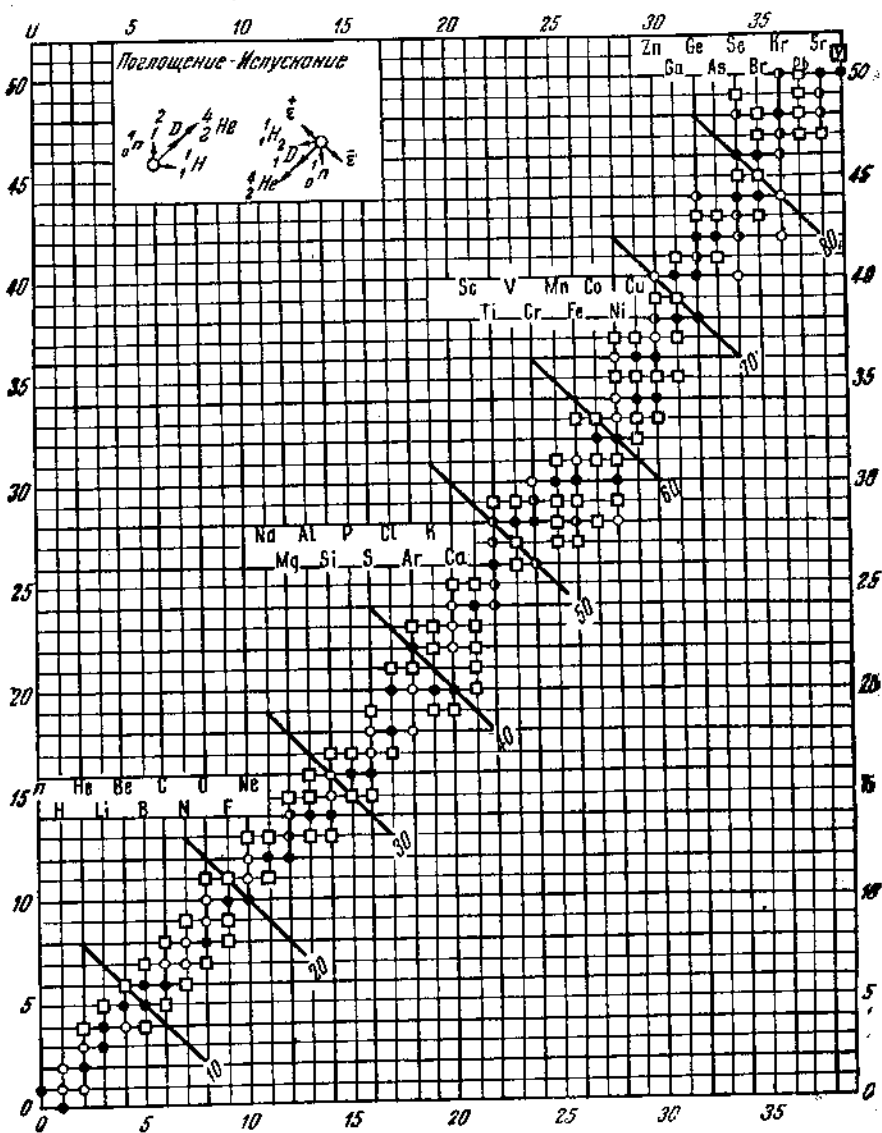
другие элементы эта группа действует очень слабо. Подобными же методами было установлено и существование групп В и Д.

§ 4. Общий обзор искусственных радиоэлементов. В настоящее время известно около двухсот различных искусственных радиоэлементов, причем многие из этих радиоэлементов получают путем двух, трех, четырех или даже пяти различных ядерных реакций. Очевидно, что не только подробное описание, но даже и полное перечисление этих реакций заняло бы слишком много места. Чтобы дать все-таки некоторое представление об этих новых элементах, приведем диаграммы и таблицу. Наиболее наглядное представление об известных в настоящее время неустойчивых изотопах можно получить из диаграммы, изображенной на фиг. 75 (а, б, в). Эта диаграмма вполне аналогична той, которая была приведена в § 1 гл. VI.

По оси абсцисс отложено число протонов, а по оси ординат число нейтронов в ядре. Сплошными черными кружками обозначены изотопы, содержание которых в общей смеси изотопов составляет более 20%. Кружки наполовину черные и наполовину белые соответствуют изотопам с содержанием более 5%. И, наконец, белыми кружками обозначаются изотопы с содержанием менее 5%. Радиоактивные вещества, так же как и в прежней диаграмме, обозначены квадратами. Косые линии (под углом в 45°) с числами 10, 20, 30 и т. д. дают нам изотопы различных элементов с одинаковым массовым числом — изобары, так как числа у этих линий представляют собой сумму чисел протонов и нейтронов. Пользуясь этими линиями, можно без вычислений определить массовое число любого элемента, — для этого достаточно отсчитать число половин квадратов от этих линий в направлении, к ним перпендикулярном; так, напр., для изотопов серы S, отсчитывая от линии 30, находим 32, 33 и 34. Превращение атомных ядер из одних в другие может быть изображено с помощью стрелок точно таким же образом, как на предыдущей диаграмме, однако эти стрелки не проведены на диаграмме потому, что их слишком много и они могли бы при небольшом масштабе диаграммы спутать всю картину. Вместо этого в верхнем левом углу на первой части диаграммы (фиг. 75а) дана легенда, показывающая, какими стрелками обозначается на диаграмме поглощение нейтрона n_0^1 , протона H_1^1 , дейтрона D_1^2 и альфа-частицы He_2^4 . Те же стрелки, направленные в обратную сторону, соответствуют испусканию этих частиц при распаде радиоэлементов или же при какой-либо другой ядерной реакции; кроме того, прибавлены еще две стрелки, соответствующие вылету позитрона и электрона. На этой диаграмме ясно видны общие черты строения атомного ядра, отмеченные нами уже в § 4 гл. III.

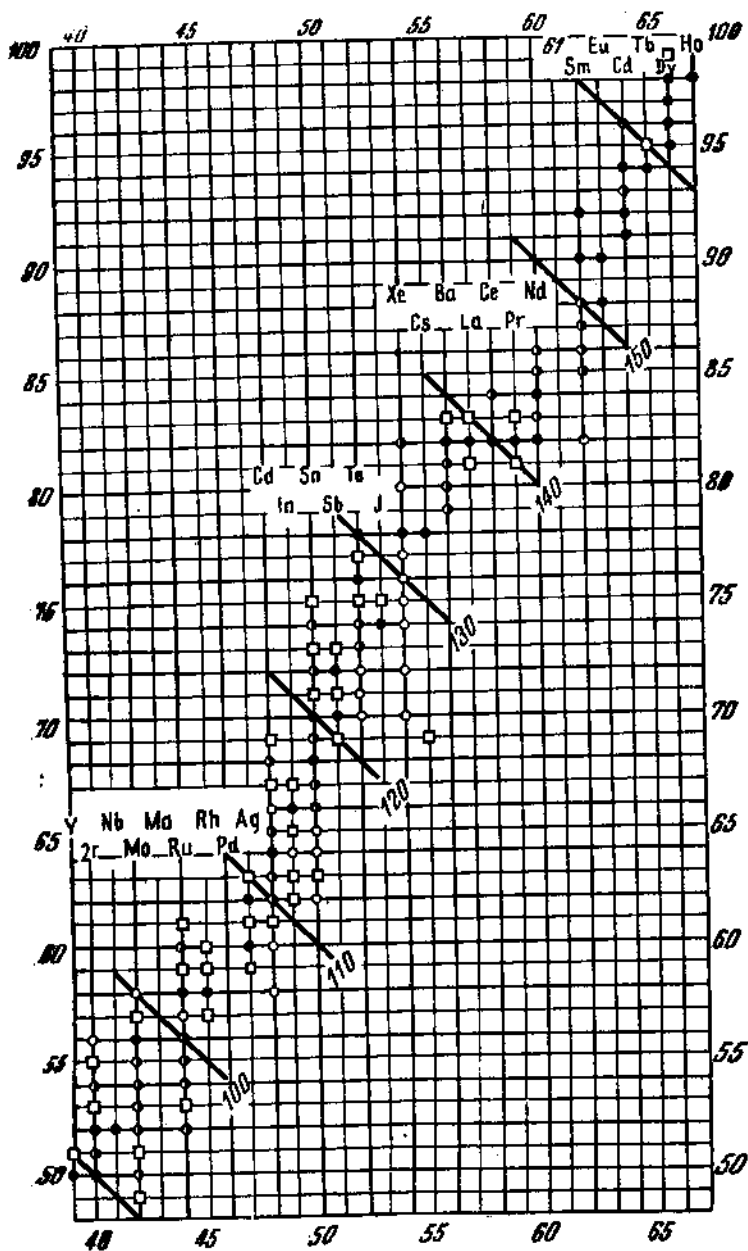
По этой же диаграмме можно уяснить себе причину того, что в одних случаях искусственные радиоэлементы испускают отрицательные электроны, а в других позитроны. В самом деле,

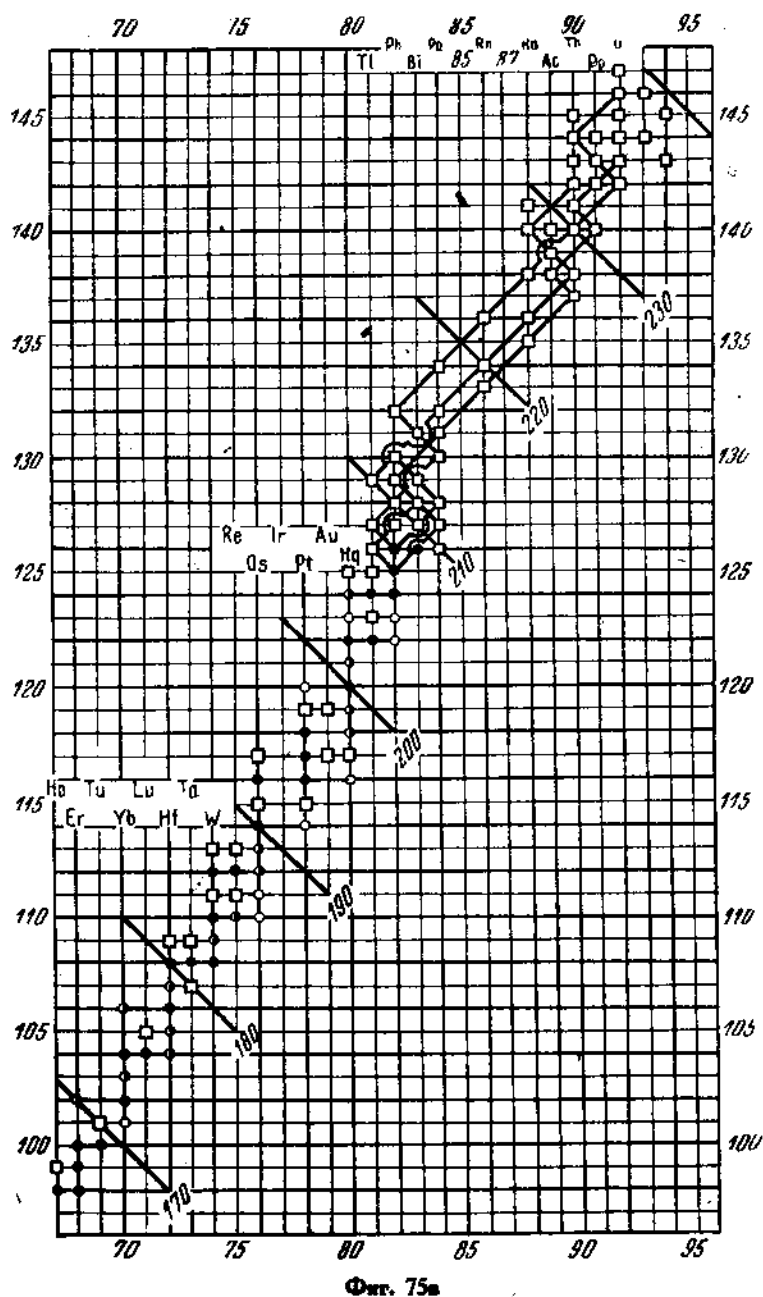
рассматривая диаграмму, мы видим, что если в результате ядерной реакции получается радиоэлемент, лежащий по оси ординат



Фиг. 75а

выше, чем устойчивые изотопы, он будет испускать отрицательные электроны, так как только вылет электрона позволит ему опуститься на линию устойчивых элементов. В случае бомбардировки нейтронами всегда имеет место подъем на один квадрат





Искусственная радиоактивность

Радиоактивный элемент		Радиоактивная частица	Период распада	Энергия распада (MV)		γ -лучи (MV)	Получается при реакциях
Z	A			наблюд.	вычисл.		
2	He ⁶	e ⁻	0.7 сек.	3.7			Be-n- α , (Li-n-p)
3	Li ⁸	e ⁻	0.83 сек.	12			Li-d-p, (Li-n- γ)
4	Be ¹⁰	e ⁻	> 10 лет	0.3(?)			Be-d-p
5	B ⁹	e ⁺		0.3(?)			Li- α -n
6	B ¹²	e ⁻	0.02 сек.	12		13.0	B-d-p
6	C ¹¹	e ⁺	20.5 мин.	1.15		1.3	B-d-n, B-p- γ , C-n-2n
7	C ¹⁴	e ⁻	~ 3 мес.	0.3(?)			(N-n-p) (C-d-p) (B- α -p)
7	N ¹³	e ⁺	11.0 мин.	1.25		1.45	B- α -n, N-n-2n, C-d-n, C-p- γ
8	N ¹⁶	e ⁻	8.4 сек.	6.0		6.5	N-d-p, F-n- α , O-n-p
8	O ¹⁵	e ⁺	126 сек.	1.7		2.0	N-d-n, O- γ -n, O-n-2n
9	O ¹⁹	e ⁻	31 сек.				F-n-p
9	F ¹⁷	e ⁺	70 сек.	2.1		2.4	O-d-n, N- α -n, O-p- γ , F-n-3n
	F ¹⁸	e ⁺	112 мин.				Ne-d- α , (O-p- γ), O-p-n, F-n-2n
10	F ²⁰	e ⁻	12 сек.	5.0		5.9	Na-n- α , F-d-p, F-n- γ
10	Ne ²³	e ⁻	33 сек.				Mg-n- α , Na-n-p
11	Ni ²²	e ⁺	~ 6 мес.	0.4(?)			Mg-d- α , F- α -n
	Na ²⁴	e ⁻	14.8 час.	1.7		1.95	Na-d-p, Na-n- γ , Al-n- α , Mg-n-p, Mg-d- α
12	Mg ²⁷	e ⁻	10.2 мин.	2.05(?)		1.93	Mg-d-p, Al-n-p, Mg-n- γ
13	Al ²⁸	e ⁺	7.0 сек.	1.8(?)		1.3	Na- α -n
	Al ²⁸	e ⁻	2.35 мин.	3.3		2.3	Si-n-p, Al-d-p, Al-n- γ , Mg- α -p, P-n- α
14	Al ²⁹	e ⁻	11.0 мин.	> 3.3(?)			Mg- α -p
	Si ²⁷	e ⁺	6.7 мин.	2.0			Mg- α -n, Si-n-2n
	Si ³¹	e ⁻	170 мин.	1.8		2.05	Si-d-p, P-n-p, Si-n- γ
	Si	e ⁺	11 мин.				(Si-n-3n)

16	P32	e ⁻	14.5 дня	1.69	2.15(?)	Si—α—n, S—α—α, P—n—2n, P—d—p, S—d—α, P—n—γ, S—n—p, Cl—n—α S—n—2n Cl—n—p P—α—n, S—d—n, Cl—n—2n Cl—d—p, Cl—n—γ, K—n—α (K—n—p) A—d—p, K—n—p, A—n—γ Cl—α—n, Ca—d—α, K—n—2n K—n—γ, Ca—n—p, K—d—p, Sc—n—α Ca—n—2n Ca—n—γ, Ca—d—p, Ti—n—α Ca—d—n K—α—n Ca—α—p, Ca—d—n, Sc—n—3n Ca—d—n, K—α—n, Ca—p—n, Sc—n—2n Sc—n—γ Ti—n—p, (V—n—α) Ti—n—γ, Ti—d—p Ti—α—p, Ti—d—n Mn—n—α, V—n—γ, Cr—n—p Ti—d—n V—n—? Cr—n—? Fe—d—α Cr—p—n, Cr—d—n Fe—d—α Fe—n—p, (Mn—d—p?), Co—n—α, Mn—n—γ, Cr—α—p (Fe—d—α) Cr—α—n Mn—p—n Co—n—p, Fe—d—p Fe—d—n
17	S31	e ⁺	26 мин.	1.8(?)	1.5, 6.1	
18	S35	e ⁺	80 дн.	4.8		
19	Cl34	e ⁺	33 мин.	2.7	1.5~5	
20	Cl38	e ⁻	37.0 мин.	3.5	1.4, 4.4	
21	A39	e ⁻	4 мин.	1.9(?)	< 0.5	
22	A41	e ⁻	110 мин.	1.5(?)		
23	K38	e ⁺	7.7 мин.	0.4(?)		
24	K42	e ⁻	12.2 часа	мала		
25	Ca39	e ⁺	4.5 мин.			
26	Ca15	e ⁻	2.4 часа			
27	Sc41	e ⁺	53 мин.			
28	Sc42	e ⁺	4.1 часа			
29	Sc45	e ⁺	4.0 часа			
30	Sc44	e ⁺	52 часа			
31	Sc46	e ⁻ (?)	долгий			
32	Sc	e ⁻	{ 1.7 часа			
33	Ti51	e ⁻	{ 28 час.			
34	V49, 50	?	2.8 мин.			
35	V52	e ⁻	35 мин.			
36	V	e ⁺	3.75 мин.			
37	V	e ⁺	16 дн.			
38	Cr	e ⁻	1.8 дня			
39	Mn52	e ⁺	1.7 часа			
40	Mn53	e ⁺	5 дн.			
41	Mn54	e ⁺	40 мин.			
42	Mn56	e ⁻ , e ⁺ (?)	21 мин.			
43	Mn56	e ⁻	2.5 часа			
44	Mn	e ⁻	~1 мес.	2.8	(1.2, 2.9)	
45	Fe53	e ⁺	8.9 мин.			
46	Fe55	e ⁺ (?)	91 мин.			
47	Fe59	e ⁺	40 дн.			
48	Co55	e ⁺	18.2 часа			

Радиоактивный элемент			Радиоактивная частица	Период распада	Энергия распада (MV)		γ-лучи (MV)	Получается при реакциях
Z	A				наблюд.	вычисл.		
27	Co^{58} Co^{60}		e^- e^- $e^+, e^-(?)$	11 мин. ~1 год 100—200 ан. 2 часа 3 часа	0.15?		2.0	$\text{Ni}-n-p, \text{Co}-n-\gamma$ $\text{Co}-n-\gamma, \text{Co}-d-p$ $\text{Fe}-d-n$ $\text{Ni}-n-2n(?)$ $\text{Ni}-n-\gamma$ $\text{Cu}-d-\alpha$ $\text{Zn}-n-\alpha, \text{Cu}-n-p$ $\text{Ni}-n-?$ $\text{Ni}-p-n, \text{Ni}-\alpha-p, \text{Ni}-d-n,$ $\text{Cu}-n-3n$
28	Ni^{57} Ni^{59} Ni^{63} Ni^{65} Ni Cu^{61}		e^+ e^- e^- e^+	190 ан. 160 мин. 6 дн. 3.4 часа	0.9			$\text{Cu}-n-2n, \text{Cu}-\gamma-n, \text{Co}-\alpha-n$ $\text{Zn}-n-p, \text{Ni}-p-n, \text{Cu}-d-p$ $\text{Zn}-d-\alpha, \text{Cu}-n-\gamma$ $\text{Zn}-n-p, \text{Cu}-n-\gamma, \text{Ga}-n-\alpha$ $\text{Zn}-n-2n, \text{Ni}-\alpha-n, \text{Zn}-\gamma-n$ $\text{Zn}-d-p$ $\text{Zn}-d-p$ $\text{Cu}-\alpha-n$ $\text{Ga}-\gamma-n, \text{Cu}-\alpha-n, \text{Ga}-n-2n$ $\text{Ga}-n-\gamma, \text{Ga}-\gamma-n, \text{Zn}-p-n$ $\text{Ga}-n-\gamma, (\text{Zn}-d-\gamma), \text{Zn}-p-n,$ $\text{Ge}-n-p$
29	Cu^{62} Cu^{64}		e^+ e^-, e^+	10.5 мин. 12.8 часа	0.7	$\begin{cases} e^- = 0.83 \\ e^+ = 0.79 \end{cases}$	Her	$\text{Ge}-n-?$ $\text{Ga}-n-\gamma$ $\text{Ge}-n-?$ $\text{Ge}-n-?$ $\text{As}-n-2n$ $\text{As}-n-\gamma, \text{As}-d-p$ $\text{As}-p-n$ $\text{Se}-n-2n$ $\text{Se}-d-p, \text{Br}-\gamma-n, \text{Br}-n-2n$ $\text{Br}-n-\gamma, \text{Se}-n-\gamma$
30	Cu^{66} Zn^{65} Zn^{65} Zn^{69} Ga^{66} Ga^{68} Ga^{70} Ga^{72}		e^- e^+ $e^+(?)$ e^- e^+ e^+ e^- e^-	5 мин. 37 мин. 1 час 100 час. 9.4 часа 60 мин. 20 мин. 23 часа				$\text{Ga}-n-?$ $\text{Ga}-n-\gamma$ $\text{Ge}-n-?$ $\text{Ge}-n-?$ $\text{As}-n-2n$ $\text{As}-n-\gamma, \text{As}-d-p$ $\text{As}-p-n$ $\text{Se}-n-2n$ $\text{Se}-d-p, \text{Br}-\gamma-n, \text{Br}-n-2n$ $\text{Br}-n-\gamma, \text{Se}-n-\gamma$
31	Zn^{69} Ga^{66} Ga^{68} Ga^{70} Ga^{72}		e^- e^+ e^+ e^- e^-	1.7 часа 30 мин. 1.3 часа 13 ан. 26 час. 1.3 мин., 113 мин. 56 мин. 10—20 мин. 6.3 мин. 18 мин.	1.5(?)	1.1, 3.4	да	$\text{Ga}-n-?$ $\text{Ga}-n-\gamma$ $\text{Ge}-n-?$ $\text{Ge}-n-?$ $\text{As}-n-2n$ $\text{As}-n-\gamma, \text{As}-d-p$ $\text{As}-p-n$ $\text{Se}-n-2n$ $\text{Se}-d-p, \text{Br}-\gamma-n, \text{Br}-n-2n$ $\text{Br}-n-\gamma, \text{Se}-n-\gamma$
32	Ga Ge^{75} Ge		e^+ e^- e^-					$\text{Ga}-n-?$ $\text{Ga}-n-\gamma$ $\text{Ge}-n-?$ $\text{Ge}-n-?$ $\text{As}-n-2n$ $\text{As}-n-\gamma, \text{As}-d-p$ $\text{As}-p-n$ $\text{Se}-n-2n$ $\text{Se}-d-p, \text{Br}-\gamma-n, \text{Br}-n-2n$ $\text{Br}-n-\gamma, \text{Se}-n-\gamma$
33	As^{74} As^{76}		e^+ $e^+(?)$					$\text{Ga}-n-?$ $\text{Ga}-n-\gamma$ $\text{Ge}-n-?$ $\text{Ge}-n-?$ $\text{As}-n-2n$ $\text{As}-n-\gamma, \text{As}-d-p$ $\text{As}-p-n$ $\text{Se}-n-2n$ $\text{Se}-d-p, \text{Br}-\gamma-n, \text{Br}-n-2n$ $\text{Br}-n-\gamma, \text{Se}-n-\gamma$
34	Se^{78} Se^{83} Er^{78} Br^{80}		e^- e^- e^+ e^-					$\text{Ga}-n-?$ $\text{Ga}-n-\gamma$ $\text{Ge}-n-?$ $\text{Ge}-n-?$ $\text{As}-n-2n$ $\text{As}-n-\gamma, \text{As}-d-p$ $\text{As}-p-n$ $\text{Se}-n-2n$ $\text{Se}-d-p, \text{Br}-\gamma-n, \text{Br}-n-2n$ $\text{Br}-n-\gamma, \text{Se}-n-\gamma$

33	Br ⁸⁰	e ⁻	4.2 час.	2.05	Br—n—γ, Se—p—n, Br—d—p, Br—γ—n
	Br ⁸²	e ⁻	36 час.	0.85	Br—n—γ, Se—p—n, Br—d—p, (Se—d—2n)
37	Br ⁸³	e ⁻ ?	2.5 часа		Se—d—n
	Rb ⁸⁴	e ⁻	22 часа		Rb—n—2n
38	Rb ⁸⁶	e ⁻	11 мин.		Rb—n—γ, γ—n—α
	Sr ⁸⁵	e ⁺	9 часа		(Sr—n—2n)
39	Sr	e ⁻	18 мин.		Sr—n—?
	Y ⁹⁰	e ⁻	70 час.		Y—n—γ
40	Y	e ⁻	1.2 часа		Y—n—?
	Zr ^{93, 95}	e ⁻	6.5 часа		Zr—n—γ
	Zr	e ⁻	40 час.		Zr—n—?
41	Ch		{ 10 мин. 5 час.		Ch—n—?
42	Mo ⁹¹	e ⁺	{ 7.3 мин. 3.8 дня		Mo—γ—n, Mo—n—2n
	Mo ⁹³	e ⁺	17 мин.		Mo—n—γ
	Mo ^{99, +}	e ⁻ (?)	25 мин.		Mo—n—γ
	Mo	e ⁻	36 час.		Mo—n—?
43	Mn	e ⁻	5 дн.		Ru—d—α
	Ma	e ⁺ (?)	{ 4 часа 46 дн. 0.5 мин. 31 мин.		Mo—p—n
44	Ru ^{97, 108}	e ⁻ (?)	{ 11 час. (39 час.) 75 час. (11 дн.) 40 сек. → 100 сек.		Ru—n—γ, Ru—d—p
	Ru ¹⁰⁵	e ⁻	{ 24 мин. 3.6 часа		Ru—n—γ
45	Ru	e ⁻	3.9 мин.	2.5	Ru—n—?
	Rh ¹⁰²	e ⁻	44 сек.		Rh—n—γ
	Rh ¹⁰⁴	e ⁻	100 сек.		Rh—n—γ—β
	Rh ¹⁰⁵	e ⁻	1.1 часа		Rh—n—?
	Rh	e ⁻	{ 3 мин. 15 мин. 12 час. 60 час. 7.5 дн.	2.8	Pd—n—γ, Pd—d—p
46	Pd	e ⁻ (?)			Pd—d—n, Ag—n—2n
47	Ag ¹⁰⁶	e ⁻			

Радиоактивный элемент		Радиоактивная частица	Период распада	Энергия распада (МВ)		γ-лучи (МВ)	Получается при реакциях
Z	A			наблюд.	вычисл.		
47	Ag ¹⁰⁶ Ag ¹⁰⁸ Ag ¹¹⁰ Ag ¹⁰⁹ Cd ¹¹⁵ Cd ¹¹⁷ In ¹¹¹ In ¹¹² In ¹¹⁴ In ¹¹⁶ In ¹¹⁷ In	e ⁺ e ⁻ e ⁻ e ⁺ e ⁻ e ⁻ e ⁻ e ⁻ e ⁻ e ⁻ e ⁻ e ⁻	25.5 мин. 2.3 мин. 22 сек. 33 мин. 4.3 часа 58 час. 2 мес. 1 мин. 13 сек. 54 мин. 3.5 часа 2.3 часа 3 часа 14 мин. 28 час. ~1 мес. 8 мин. → 18 мин.	2.8? 2.6	2.8	1.39	Pd-d-n, Ag-γ-n, Ag-n-2n Ag-n-γ, Ag-γ-n Ag-n-γ Cd-n-2n Cd-d-p, Cd-n-γ Cd-d-p, Cd-n-γ (In-n-3n) In-γ-n, In-n-2n, Cd-p-n In-n-γ, (Cd-p-n) In-n-γ, (Cd-p-n) Sn-n-p (In-n-γ) Cd-d-p, Cd-e ⁻ , (Cd-p-n) In-n-γ In-p-γ, Sn-n-γ, Sn-d-p Sn-d-p, Sb-d-α Sn-d-p Sn-n-γ, Sn-d-p Sn-d-n, Sb-γ-α, Sb-n-2n Sb-n-γ, Sb-d-p Sb-d-p, Sb-n-γ Sn-d-n Te-n-γ, Te-γ-n, Te-n-2n Te-n-γ I-n-γ Ba-n-α Cs-n-γ Ba-n, Ba-d-p La-n-2n La-n-γ, La-d-p Ce-d-p, Nd-α Ce-n-γ
48							
49							
50							
51							
52							
53							
54							
55							
56							
57							
58							

59	Pr ¹⁴⁰	e ⁺	3 мин.				Pr--n--2n
60	Pr ¹⁴²	e ⁻	19 час.				Pr--n--γ, Nd--n--p
62	Nd	e ⁻	1 час				Nd--n--γ
63	Sm	e ⁻	{ 40 мин.	2,6(?)			Sm--n--γ
64	Eu	e ⁻	{ 2 дня				Eu--n--γ
65	Gd	e ⁻	9,2 часа				Gd--n--γ
66	Gd	e ⁻	8 час.				Gd--n--γ
67	Tb ¹⁶⁰	e ⁻	19 час.				Nd--n--γ
68	Dy ¹⁶⁵	e ⁻	3,9 часа	1,2	1,4		Tb--n--γ
69	Ho ¹⁶⁶	e ⁻	2,5 часа				Dy--n--γ
70	Er	e ⁻	35 час.				Ho--n--γ
71	Tm ¹⁷⁰	e ⁻	{ 5,8 мин.				Er--n--γ
72	Yb	e ⁻	{ 12 час.				Tm--n--γ
73	Lu ¹⁷⁶	e ⁻	8 мес.				Yb--n--γ
74	Hf ¹⁸¹	e ⁻	3,5 часа				Lu--n--γ
75	Ta ¹⁸⁰	e ⁻	{ 3,6 часа				Hf--n--γ
76	Ta ¹⁸²	e ⁻	{ 6 дн.				Ta--γ--n
77	W ^{185, 187}	e ⁻	~1 мес.				Ta--n--γ
78	Re ^{186, 187}	e ⁻	15 мин.				W--n--γ
79	Os ^{191, 193}	e ⁻	200 дн.				Re--n--γ
80	Ir	e ⁻	9,1 часа	1,1			Os--n--γ
81	Pt	e ⁻	23 часа				Ir--n--γ; Pt--d--n, α
82	Au ¹⁹⁸	e ⁻	{ 20 час.				Ir--n--γ; Au--d--p, α, Pt--n--p
83	Au ¹⁹⁹	e ⁻	{ 85 ч с.				Pt--d--n, α
84	Hg ²⁰⁰	e ⁻	40 час.	2,20?			Pt--d--p, Pt--n--γ
85	Tl ^{203, 205}	e ⁻	28 мин.				Pt--n--γ
86	Pb	e ⁻	{ 3 дня				Au--n--2n
87	Bi	e ⁻	{ 19 час.				Au--n--γ, Au--d--p
88	Po	e ⁻	{ 2 мес.				Hg--n--2n
89	At	e ⁻	8,5 часа				Hg--n--γ
90	Rn	e ⁻	49 мин.				Ti--n--γ
91	Ac	e ⁻	14,5 часа				
92	Th	e ⁻	1,8 часа				
93	Pa	e ⁻	17 мин.				
94	U	e ⁻	2,7 дня				
95	Np	e ⁻	45 мин.				
96	Pu	e ⁻	40 час.				
97	Am	e ⁻	{ 4 мин.				
98	Cm	e ⁻	{ 1,3 часа				

Радиоактивный элемент		Радиоактивная частица	Период распада	Энергия распада (МВ)		γ -лучи (МВ)	Получается при реакциях
Z	A			наблюд.	вычисл.		
82	Pb ²⁰⁸	e ⁻	8,6 дня { 5 мин. 1,5 час.				Pb—d—p
83	Pb	e ⁻	5 дн.				Pb—n—?
88	Bi ²¹⁰	e ⁻ → α	1 мин.				Bi—d—p
89	Ra ²²⁶	e ⁻	{ 15 мин. 3,5 часа				Th—n— α
89	Ac ²²⁹	e ⁻	25 мин.				Ra ²²⁶ — β
90	Th ²³³	e ⁻	4 мин.				Th—n— γ
	Th ²³⁵	e ⁻	{ 5 мин. 1,4 часа				U—n— α
	Th	e ⁻	очень короткий				Th—n—?
91	Ra ²²⁶	e ⁻	2 мин.				Th ²³³ — β
92	Ra ²²³	e ⁻	15 сек.				Th ²³³ — β (?)
	U ²³⁹	e ⁻	40 сек.				U—n— γ
	U ²³⁷	e ⁻	24 мин.				U—n—2 α
	U ²³⁶	e ⁻	{ 4 часа 13 час.				U—n— γ
	U	e ⁻	{ 2,2 мин. 16 мин.				U—n—?
93	93287, 239	e ⁻	{ 59 мин. 6—12 час.				U— β
94	94237, 239	e ⁻	{ 3 дня 3 часа				93— β
95}		e ⁻					94— β
96}							

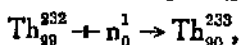
по оси абсцисс; если при этом даже имеет место испускание протона или α -частицы, оно сопровождается перемещением, приблизительно параллельным линии устойчивых изотопов, и радиоэлемент остается выше этой линии. В случае бомбардировки α -частицами перемещение происходит опять-таки параллельно линии устойчивых изотопов. Затем следует различать: 1) испускание протона, которое ведет к тому, что радиоэлемент располагается выше линии устойчивых изотопов и, следовательно, испускает β^- ; 2) испускание нейтрона и перемещение вниз на один квадрат, что вызывает выбрасывание β^- . Все эти процессы, так же как и другие превращения элементов, лучше всего можно представить себе, выделив небольшую область диаграммы, начертив ее в увеличенном масштабе и проведя стрелки, подобно тому, как это было сделано на фиг. 69.

Гораздо больше сведений об искусственных радиоэлементах мы можем получить при помощи табл. V. Прежде чем перейти к ее рассмотрению, ознакомимся с сокращенным способом написания формул ядерных реакций. В настоящее время принято выражать реакцию тремя символами: на первом месте ставится символ элемента, который подвергался бомбардировке, на втором месте — буква, обозначающая бомбардирующие частицы, на третьем — частицы вылетающие. Для обозначения элементов пользуются обычными символами, принятыми в химии. Что касается частиц, то они обозначаются следующим образом: p — протон, n — нейтрон, d — дейтрон, α — альфа-частица, γ — гамма-квант. Так, напр., выражение $Li^7 - p - \alpha$ обозначает, что элемент литий Li^7 бомбардировался протонами и при этом наблюдался вылет α -частиц. Продукт реакции (ядро отдачи) не пишется в сокращенной формуле, но его легко найти, написав формулу реакции в развернутом виде. Очень часто опускаются и значки у букв, обозначающих элемент. Если после сокращенной формулы реакции стоит еще одна буква, отделенная запятой, то это значит, что происходит вылет еще одной частицы; так, напр., выражение $Pt - d - n, \alpha$ обозначает, что при бомбардировке платины дейтронами вылетают нейтрон и α -частица (§ 3, гл. IX).

После этих предварительных замечаний обратимся к табл. V. Таблица состоит из восьми столбцов: в первом столбце даны атомные номера, во втором — радиоэлементы, в третьем — частицы, испускаемые ими при радиоактивном распаде, в четвертом — полупериод распада, в пятом — максимальная энергия электрона (или позитрона), определенная из кривой распределения β -спектра, в шестом — та же энергия, но вычисленная теоретически, в седьмом — энергия γ -лучей, наконец в восьмом столбце приведены реакции, в результате которых получается данный радиоэлемент. В качестве примера возьмем Si^{31}_{14} . Из таблицы находим, что он при распаде испускает отрицательные электроны;

период полураспада у него 170 минут; максимальная наблюдаемая энергия электронов 1.8 млн. электрон-вольт, вычисленная 2.05 млн. электрон-вольт; γ -лучей не обнаружено; получается же Si_{14}^{31} в результате реакций $\text{Si}-d-p$, или $P-p-p$, или же $\text{Si}-p-\gamma$.

Просматривая столбец восьмой табл. V, мы видим, что очень мало искусственных радиоэлементов образуется при бомбардировке протонами, несколько больше при бомбардировке α -частицами. Как видно из таблицы, большинство радиоэлементов получено при бомбардировке нейтронами и дейтронами; некоторые из радиоэлементов были получены и путем бомбардировки γ -лучами. Среди искусственных радиоэлементов, помещенных в таблице, мы встречаем и такие элементы, как уран и торий. Уран интересен тем, что в результате бомбардировки его нейтронами были получены элементы с атомными номерами 93, 94, 95 и 96. Так как в случае тория имеет место реакция прилипания нейтрона



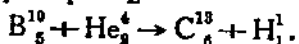
то здесь мы встречаемся с новым радиоактивным рядом, у которого массовое число $4n+1$ ($4 \cdot 58+1=233$), в то время как у уранового ряда оно будет иметь вид $4n+2$ ($4 \cdot 59+2=238$), у актино-уранозого $4n+3$ ($4 \cdot 58+3=235$) и у ториевого $4n$ ($4 \cdot 58=232$) (см. фиг. 1). В случае урана массовое число в результате прилипания нейтрона получается равным $4n+3$, т. е. такое же, как и у актино-уранового ряда, поэтому исследование искусственных радиоэлементов, полученных из тория и относящихся к ряду $4n+1$, представляет особый интерес.

ГЛАВА VII

РАСПЩЕПЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР α -ЧАСТИЦАМИ

РЕАКЦИИ ТИПА α -р. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ АТОМНОГО ЯДРА.—
РЕАКЦИИ ТИПА α -п. ОБРАЗОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕННОГО ЯДРА $^8\text{B}^*$

§ 1. Реакции типа α -р. Энергетические уровни атомного ядра. Остановимся прежде всего на реакциях, при которых α -частица поглощается ядром и вылетает протон. Этот процесс для краткости обозначается символами α -р. Реакции этого типа принадлежат к числу наиболее изученных, так как они были открыты раньше других и для изучения их пользовались не высоковольтными установками, а естественными радиоэлементами. Рассмотрим реакцию



Энергия вылетающего протона, как и следовало ожидать, будет зависеть от энергии α -частицы, захваченной ядром B_5^{10} . Однако, вычисляя на основании опытных данных энергетический баланс этой реакции Q , так же как это было сделано для реакции $\text{Li}_3^7 - \text{p} - \alpha$, мы найдем для Q не одно значение, а несколько. Путем тщательного определения пробегов протонов можно найти их энергию, пользуясь кривыми фиг. 120. Зная энергию вылетающих протонов и падающих на ядро B_5^{10} α -частиц, можно было на основании формулы (аналогичной той, которую мы писали для реакции $\text{Li}_3^7 - \text{p} - \alpha$)

$$(M_{\text{B}} + M_{\text{He}} - M_{\text{C}} - M_{\text{H}})c^2 = W_{\text{H}} + W_{\text{C}} - W_{\text{He}} \quad (1)$$

определить величину $Q = W_{\text{H}} + W_{\text{C}} - W_{\text{He}}$.

Оказалось, что Q в соответствии с пятью различными наблюдаемыми пробегами имеет пять различных значений: —1.86, —0.8, 0.1, 0.5, 3.3 млн. вольт. Для того чтобы разобраться в этом, на первый взгляд странном, явлении, воспользуемся левой частью уравнения (1) и вычислим Q , подставив значения масс в атомных единицах. Согласно табл. XXIV имеем:

$$10.01631 + 4.00389 - 13.00761 - 1.00813 = 0.00446 \text{ единиц атомного веса.}$$

Мы не умножаем на c^2 потому, что здесь массы выражены в единицах атомного веса, и мы выразим результат не в эргах, а в миллионах вольт на электрон. Как мы уже видели раньше, для этого надо воспользоваться переводным множителем $0.932 \cdot 10^3$. Следовательно, получим

$$0.00446 \cdot 0.932 \cdot 10^3 = 4.15 \text{ млн. электрон-вольт.}$$

Таким образом, если бы внутри ядра не происходило никаких добавочных явлений, Q должно было бы равняться 4.15 млн. электрон-вольт. То обстоятельство, что в действительности мы имеем для Q и другие значения, показывает, что во время реакции ядро может находиться в возбужденном состоянии. Так как уровень 4.1 млн. электрон-вольт получен из значений масс ядер, находившихся в обычных, нормальных условиях, его надо считать нормальным или основным.

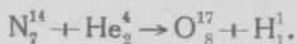
Существует и другой признак, по которому можно определить, является ли данный уровень основным. На возбуждение ядра должно быть затрачено определенное количество энергии, и, следовательно, на долю вылетевшей частицы остается уже меньшее количество энергии. Таким образом, Q для основного уровня будет иметь наибольшую величину, а для возбужденных уровней Q будет иметь меньшие значения. Разность между основным значением Q и каким-либо другим его значением покажет степень возбуждения ядра. В нашем случае эти разности, выраженные в миллионах вольт на электрон, будут иметь следующие значения:

Основной уровень . .	4.1	4.1	4.1	4.1	4.1
Значения Q	-3.3	-0.5	-0.1	-(-0.8)	-(-1.86)
Значения разности . .	0.8	3.6	4.0	4.9	6.0*

Выясним теперь физическое значение полученных разностей. Ядро атома не может долго оставаться в возбужденном состоянии, спустя очень короткий промежуток времени ядро возвратится к своему нормальному состоянию, а избыток энергии выделится в виде кванта γ -лучей. Следовательно, в нашем случае, кроме основного уровня, должны существовать еще возбужденные уровни, 0.8, 3.6, 4.0, 4.9 и 6 млн. электрон-вольт. Заметим, что переход ядра из возбужденного состояния в нормальное не всегда совершается непосредственно, иногда имеет место переход с более высокого уровня на промежуточный и потом уже на основной. Так, напр., ядро может перейти от энергии в 4.0 млн. вольт до 0.8 и потом уже к своему нормальному состоянию. Такой переход 4.0—0.8, равный приблизительно 3 млн. электрон-вольт энергии γ -лучей, действительно наблюдался на опыте; Боте и Бекер нашли, что при этой реакции испускаются γ -кванты с энергией в 3 млн. вольт.

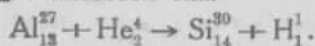
* Вместо 1.86, в пределах ошибки, можно принять 1.9.

Перейдем теперь к рассмотрению реакции



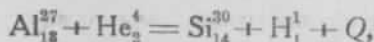
Эта реакция интересна тем, что на ней впервые была доказана Резерфордом возможность искусственного расщепления атомного ядра. Кроме того, на этой же реакции Блеккетом впервые был выяснен основной механизм ядерных реакций. На приведенном снимке следов в камере Вильсона (фиг. 76) видно, что α -частица действительно захватывается ядром азота, так как вилка состоит не из трех зубцов, а только из двух, которые соответствуют протону H_1^1 и ядру отдачи O_8^{17} . Так как эта реакция пока еще изучена недостаточно, мы больше на ней останавливаться не будем.

Особый интерес представляет реакция с алюминием, так как здесь впервые было обнаружено явление резонансного расщепления. Самая реакция пишется так:

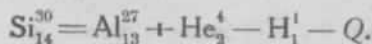


Заметим прежде всего, что и для этой реакции было найдено несколько значений Q , а именно: 2.07, -0.16, -1.53 и -2.67. В виду того, что масса Si_{14}^{30} точно не известна, в случае этой реакции нельзя поступить для отыскания основного значения Q так, как это было сделано при рассмотрении реакции с He_2^4

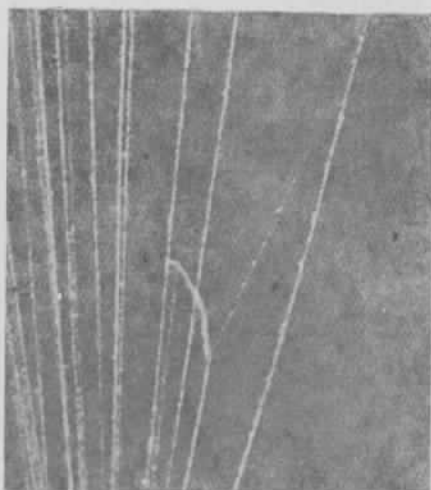
и B_5^{10} . Однако реакция с алюминием изучена настолько хорошо, что можно поступить наоборот, можно считать, что наирывшее из экспериментально полученных значений для Q , а именно 2.07, как раз и соответствует основному уровню. Приняв это, мы имеем право написать следующее равенство:



или



Подставим в последнее равенство значения масс в единицах атомного веса, взятые из табл. XXIV, и переведем в эти же единицы значение Q , равное 2.07 млн. вольт, для чего разделим



Фиг. 76

2.07 на переводный множитель $0.9322 \cdot 10^3$. Таким образом найдем, что

$$Si_{14}^{30} = 26.9899 + 4.00389 - 1.00813 - \frac{2.07}{0.9322 \cdot 10^3} = 29.9834.$$

Здесь мы имеем пример того, как может быть определена масса при помощи тщательно исследованной реакции.

Считая, что $Q = 2.07$ млн. вольт на электрон соответствует основному уровню, вычислим возбужденные уровни ядра Si_{14}^{30} . Для этого поступим так же, как мы поступали при вычислении уровней ядра C_6^{13} .

Основной уровень	2.07	2.07	2.07
Значения Q	$-(-0.16)$	$-(-1.53)$	$-(-2.67)$
Значения равенств	2.23	3.60	4.74

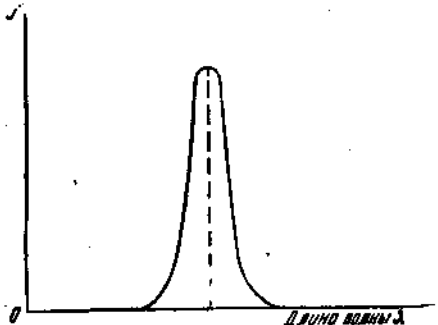
Таким образом, в этой реакции имеются, кроме основного, еще три возбужденных уровня в 2.23, 3.60 и 3.74 млн. электрон-вольт.

Самое интересное, однако, в рассматриваемой реакции — это существование еще и резонансных уровней, убедиться в наличии которых лучше всего можно следующим образом. Если по оси абсцисс откладывать энергию падающей α -частицы E_α , а по оси ординат — число вылетающих в единицу времени протонов N , то кривая, выражающая зависимость N от E_α , иначе говоря, кривая $N = f(E_\alpha)$, будет иметь несколько максимумов и минимумов для данного значения Q . Таким образом, для определенных значений энергии α -частиц получается максимальный выход расщепленных атомов. Так как это явление аналогично явлению резонанса в других областях физики, то и соответствующие максимумы значения энергии получили название резонансных уровней. Чтобы убедиться в правильности этой аналогии, рассмотрим явление резонанса электрических колебаний.

Предположим, что у нас имеются радиоприемник и какая-либо передающая станция. Известно, что для хорошего приема надо настроить приемник на длину волны, соответствующую передаточной станции. Если по оси абсцисс откладывать длины волн, на которые может быть настроен приемник, а по оси ординат — силу тока в контуре приемника, то получится кривая, изображенная на фиг. 77. Из этой кривой видно, что по мере того, как мы подходим к совпадению длин волн между передаточной станцией и приемником, сила тока возрастает и достигает максимума; при дальнейшем увеличении длины волны у приемника сила тока вновь падает. Обратимся теперь к фиг. 78, на которой дано распределение числа расщепленных атомов в зависимости от энергии (пробега) бомбардирующих α -частиц. Мы видим, что изображенная здесь кривая имеет несколько максимумов, которые вполне аналогичны резонансной кривой фиг. 77. В обоих случаях

мы имеем резкое повышение эффекта при определенных значениях: в первом случае — длины волны, во втором — энергии (пробега R). Аналогия будет еще более полной, если принять во внимание, что каждому значению энергии α -частицы соответствует вполне определенная де-Бройлевская волна (об этом см. в приложении). Тогда в обоих случаях можно говорить о резонансе, соответствующем определенным значениям длин волн.

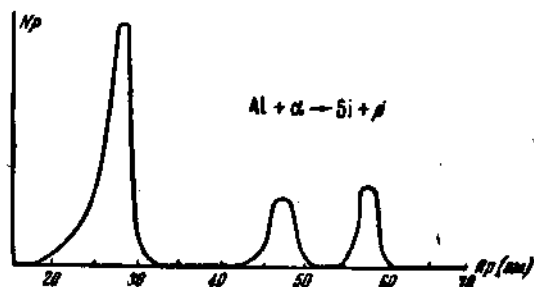
Заметим еще, что, вообще говоря, всякий резонанс может быть острым, когда вся область резонанса заключена в тесных пределах значения длин волн, и более или менее расплывчатым, когда эти пределы довольно широки. Из экспериментальных кривых, дающих зависимость выхода расщепленных атомов от энергии (длины волны), можно получить пред-



Фиг. 77

ставление и о ширине резонансных уровней в ядре. Для того, чтобы несколько нагляднее представить себе расположение уровней, воспользуемся диаграммой „потенциального барьера“. Эту диаграмму можно начертить следующим образом. Будем откладывать по оси абсцисс расстояние от ядра r , а по оси ординат значение потенциальной энергии в вольтах на электрон. По мере приближения какой-ни-

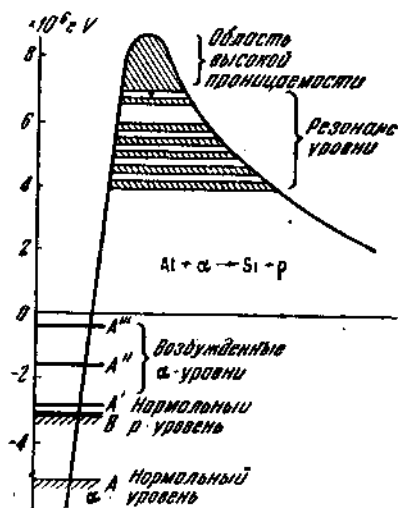
будь положительно заряженной частицы, скажем α -частицы, к ядру, ее потенциальная энергия постепенно возрастает от нуля до некоторого максимума. Это и показывает ход кривой, поднимающейся от нуля до максимума. После этого начинают сказываться силы притяжения между α -частицей и ядром, и кривая



Фиг. 78

резко падает до нуля, а затем продолжает падать еще ниже, в область, где силы притяжения уже превалируют над силами отталкивания, и потому потенциальная энергия приобретает отрицательное значение. Вся эта кривая изображена на фиг. 79; там же, в нижней части потенциальной ямы, схематически изображены и уровни возбуждения. Не трудно видеть, что расстояния от нижней гори-

горизонтальной черты до трех верхних соответствуют значениям: 2,3, 3,6 и 4,8 млн. электрон-вольт. Выступ потенциальной кривой носит название „потенциального барьера“; это название оправдывается тем, что заряженная частица, для того чтобы быть захваченной ядром, должна перейти через точку, которой соответствует максимум кривой потенциальной энергии, так сказать, должна перескочить через потенциальный барьер. Если частица обладает кинетической энергией большей, чем та, которая соответствует самой верхней точке кривой, то она, во всяком случае, может проникнуть в атомное ядро; если энергия частицы меньше, чем высота потенциального барьера, то ей уже будет трудно попасть в ядро.



Фиг. 79

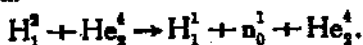
Однако для некоторых, определенных значений энергии, как мы видели, существуют исключения; эти значения энергии и называются резонансными уровнями. Резонансные уровни изображены на фиг. 79 в виде заштрихованных каналов, идущих извне внутрь потенциальной ямы. Расстояния от нуля до каналов равны соответственно: 4,0, 4,44, 4,86, 5,25, 5,75 и 6,61 млн. электрон-вольт. Не следует, однако, забывать, что на фиг. 79 дана лишь диаграмма, которая на плоскости изображает количественные соотношения между уровнями и ничего более.

Однако пользоваться понятием о потенциальном барьере оказалось во многих случаях очень удобным. В качестве примера рассмотрим в терминах потенциального барьера проникновение α -частицы внутрь тяжелых ядер. Чем тяжелее ядро, тем выше у него потенциальный барьер и тем труднее преодолеть его α -частице. До тех пор пока для воздействия на атомные ядра пользовались только α -частицами естественных радиоактивных элементов с энергией в 5—7 млн. электрон-вольт, удавалось расщеплять только ядра легких элементов. Однако вполне естественно было ожидать, что α -частицы с энергией больше 7—8 млн. вольт на электрон подействуют и на более тяжелые ядра. И действительно, после того как при помощи циклотрона удалось получить искусственные α -частицы (ускоренные ионы гелия с двойным элементарным зарядом) с энергией до 12 млн. электрон-вольт, можно было преодолеть барьер и у более тяжелых элементов. Табл. VI показывает, что реакция α — p была наблю-

дена даже у такого элемента, как никель. При бомбардировке цинка искусственными α -частицами с энергией в 17 млн. электрон-вольт Манн получила радиогаллий и радиогерманий. Нет никакого сомнения в том, что по мере того, как будет увеличиваться энергия искусственных α -частиц, все более и более тяжелые элементы будут поддаваться их натиску.

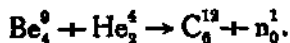
В табл. VI (стр. 130—131) дана сводка важнейших результатов, полученных при изучении реакций типа α —p. Первый и второй столбцы указывают, какие изотопы данного элемента участвовали в реакциях. В третьем столбце приведены продукты реакции. В четвертом даны вычисленные на основании табл. VI значения Q , в пятом — значения Q , полученные экспериментально. Резонансные уровни приведены в шестом столбце и уровни возбуждения в седьмом. В восьмом столбце дано отношение числа вылетающих протонов к числу бомбардирующих α -частиц, и там же приведена энергия α -частиц, при которой был наблюден данный выход расщепленных атомов. Так, напр., для бора находим из таблицы, что выход $2/10^8$ был получен при энергии α -частиц, равной 2.9 млн. электрон-вольт. Отметим еще, что в некоторых случаях не был наблюден наиболее низкий уровень возбуждения и поэтому в таблице он обозначен буквой x. Этих пояснений вполне достаточно для того, чтобы разобраться во всех остальных деталях таблицы.

§ 2. Реакции типа α —n. Образование возбужденного ядра Be_9^8 . Прежде всего рассмотрим реакцию, происходящую при бомбардировке α -частицами тяжелого водорода. Реакция эта такова:



Как видно из этой формулы, здесь мы имеем случай простого расщепления дейтрона на протон и нейтрон; захват α -частицы ядром не происходит. Энергия, которая необходима для того, чтобы отделить протон от нейтрона, как мы увидим в дальнейшем, равна 2.20 млн. электрон-вольт.

Следующая реакция, которую мы рассмотрим, имеет большое практическое значение, так как ею пользовались и продолжают пользоваться теперь в качестве источника нейтронов. На основании опытных данных надо полагать, что реакция идет двумя путями. Первый путь — обычный, и реакция может быть написана в таком виде:



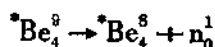
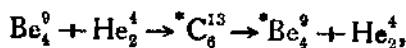
При этой реакции были наблюдены четыре группы нейтронов с различной энергией. Соответствующие величины Q оказались равными: 5.8, 2.8, 1.4 и —0.6 млн. электрон-вольт; кроме того, был найден резонансный уровень в 3.3 млн. вольт. Однако при этой реакции вылетают лишь быстрые нейтроны, между тем при

Сводка реакций типа $\alpha - p$.

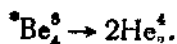
Мишень		Продукт реакции	Q (MV)		Резо- нансные уровни (MV)	Уровни возбуж- дения (MV)	Выход р/а α (MV)
Z	Элемент		вычисл.	наблюд.			
2	He ⁴	Li ⁷	-17.25				
3	Li ⁶	Be ⁹	<- 2.5				
	Li ⁷	Be ¹⁰	- 2.58				
4	Be ⁹	B ¹²	- 7.2				
5	B ¹⁰	C ¹³	4.15	4.7?	2.9?	0.8 3.6 4.0 4.9 6.0	2/10 ⁶ α 2.9
	B ¹¹	C ¹⁴	0.94	набл.?			
6	C ¹²	N ¹⁵	- 4.79				
	C ¹³	N ¹⁶	- 7.4				
7	N ¹⁴	O ¹⁷	- 1.16	-1.26	3.6 4.1		2/10 ⁵ α 7.8
	N ¹⁵	O ¹⁸	- 2.83				
8	O ¹⁸	F ¹⁹	- 8.14				
9	F ¹⁹	Ne ²²	1.53	1.58	3.7 4.1	0.6 1.4 3.4 4.5	2/10 ⁶ α 7.8
10	Ne ²⁰	Na ²³	- 1.42	(-2.54)		1.1	1.2/10 ⁵ α 7.8
	Ne ²¹	Na ²⁴	- 1.8				
11	Na ²³	Mg ²⁶	1.9 *	1.91		2.2 4.0 5.0	2.5/10 ⁶ α 4.4
12	Mg ²⁴	Al ²⁷	- 1.6 *	-1.82	5.7 6.3	1.0	1/10 ⁶ α 7.8
	Mg ²⁵	Al ²⁸	- 0.6	-1.05			1/10 ⁷ α 7.8
	Mg ²⁶	Al ²⁹	- 4.5	набл.			1/10 ⁸ α 7.8
13	Al ²⁷	Si ³⁰	2.26*	2.26	4.0 4.44 4.86 5.25 5.75 6.61	2.3 3.6 4.8	8/10 ⁶ α 7.8
14	Si ²⁸	P ³¹	- 1.8 *	-2.23		1.05 1.7	1/10 ⁶ α 7.8
	Si ²⁹	P ³²	- 1.6				
15	P ³¹	S ³⁴	1.9	(0.31)		x (1.5) x + 1.3 x + 2.8 x + 4.8	1/10 ⁶ α 8.3
16	S ³²	Cl ³⁵	- 2.10*	-2.10		0.6 1.5	1/10 ⁶ α 7.8
	S ³⁴	Cl ³⁷	- 4.0				

Мишень		Продукт реакции	Q (MV)		Резо- нальные уровни (MV)	Уровни возбуж- дения (MV)	Выход р/а а (MV)
Z	Элемент		вычисл.	наблюд.			
17	Cl ³⁵	A ³⁸	2.0	(0.16)		$\begin{cases} x & (1.9) \\ x+2.6 \\ x+4.3 \end{cases}$	1/10 ⁶ а 8.3
	Cl ³⁷	A ⁴⁰	-1.2				
19	K ³⁹	Ca ⁴²	—	-0.89		$\begin{cases} x \\ x+1.4 \\ x+2.6 \end{cases}$	1/10 ⁶ а 7.8
20	Ca ⁴⁰	Se ⁴³	—	-4.3			5/10 ⁶ а 8.3
22	Ti	V	—	набл.			
24	Cr ⁵³	Mn ⁵⁶	—	"			
28	Ni ⁵⁸	Cu ⁶¹	—	"			

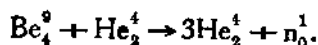
бомбардировке Be_4^8 наблюдаются и медленные нейтроны. Образование медленных нейтронов приписывается ступенчатой реакции: сначала образуется сложное промежуточное ядро $^*\text{C}_6^{13}$ (это указывается значком *), затем промежуточное ядро $^*\text{Be}_4^9$ и, наконец, последнее промежуточное ядро $^*\text{Be}_4^8$. Весь процесс реакции может быть изображен таким образом:



и

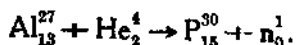


Если не учитывать промежуточных звеньев, то весь процесс реакции может быть изображен также и как образование трех α -частиц и нейтрона:



Величина Q для этой реакции может быть вычислена и оказывается равной 1.5 мев. В дальнейшем мы еще не раз встретимся с такими реакциями, для которых придется принимать существование отдельных ступеней и промежуточных ядер.

Ядро алюминия при бомбардировке α -частицами испускает, как мы видели в § 1, протон; однако то же ядро алюминия может испустить вместо протона нейтрон, согласно реакции



Можно ожидать, что для этой реакции должны существовать те же резонансные уровни, как и в случае вылета протона. В самом деле, левые части у этих реакций одинаковы: в обоих случаях идет речь о захвате ядром Al_{13}^{27} α -частицы He_2^4 ; этот

Таблица VII

Сводка реакций типа $\alpha - n$

Мишень		Продукт реакции	Q (MV)		Резонансные уровни (MV)	Уровни возбуждения (MV)	Выход n/α (Rn α)
Z	Элемент		вычисл.	наблюд.			
2	H ²	He ⁴ → H ¹	—2.20	набл.			
3	Li ⁷	B ¹⁰	—2.99	—5?			
4	Be ⁹	C ¹²	5.56	5.8	3.3	{3.0 4.4 6.4	2.5/10 ⁴
5	Be ⁹ B ¹⁰ B ¹¹	3He ⁴ N ¹³ N ¹⁴	—1.59 1.11 0.32	набл.? набл.? —0.7?	3?	много	1/10 ⁵ 1/10 ⁴
6	C ¹² C ¹³	O ¹⁵ O ¹⁶	—8.3 2.3				
7	N ¹⁴ N ¹⁵	F ¹⁷ F ¹⁸	—4.8 —5.4	—5.5?			
8	O ¹⁸	Ne ²¹	—0.99				
9	F ¹⁹	Na ²²	—0.7	—2.3?		{1.6 1.9	3/10 ⁵
10	Ne ²¹ Ne ²²	Mg ²⁴ Mg ²⁵	2.3 0.0				
11	Na ²³	Al ²⁶	—1.8	набл.	{5.4 6.1		5/10 ⁴
12	Mg ²⁴ Mg ²⁵ Mg ²⁶	Si ²⁷ Si ²⁸ Si ²⁹	—5.3 2.0 —1.7	набл. набл. 			
13	Al ²⁷	P ³⁰	—3.3	набл.	{4.0 4.5 5.0 5.25(5.55) 6.0 6.7		1/10 ⁵
14	Si ²⁹	S ³²	—0.7				
15	P ³¹	Cl ³⁴	—1.6	набл.			2/10 ⁵ 2/10 ⁴
17	Cl ³⁵	K ³⁸	—	набл.			
18	Ar ⁴⁰	Ca ⁴³	—	набл.			
19	K ³⁹ K ⁴¹	Sc ⁴² Sc ⁴⁴	— —	набл. набл.			
24	Cr ⁵⁰	Fe ⁵³	—	набл.			
27	Co ⁵⁹	Cu ⁶²	—	набл.			
28	Ni ⁶⁰	Zn ⁶³	—	набл.			
29	Cu ⁶³ Cu ⁶⁵	Ga ⁶⁶ Ga ⁶⁸	— —	набл. набл.			
33	As ⁷⁵	B ⁷⁸	—	набл.			

захват может произойти или через резонансные уровни, или помимо их, но самые уровни остаются неизменными. Иначе обстоит дело с испусканием частиц: в одном случае выбрасывается протон, а в другом нейтрон. Для Q в случае выбрасывания нейтрона мы должны ожидать величину 3.3 млн. вольт. Эта величина не наблюдалась в реакции с выбрасыванием протона.

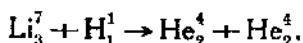
Табл. VII во многом сходна с табл. VI для реакций типа $\alpha - p$. Здесь, так же как и в предыдущем случае, мы видим, что удалось подействовать α -частицами на сравнительно тяжелые элементы, вплоть до A_{233}^{75} . Сравнивая таблицы для $\alpha - p$ и для $\alpha - n$, мы видим выход, вообще говоря, гораздо больший для реакции типа $\alpha - n$, чем для $\alpha - p$ (в среднем приблизительно в 10 раз). Кроме того, заметно, что реакции типа $\alpha - n$ исследованы менее тщательно, чем реакции $\alpha - p$, так как в табл. VII в общем имеется меньше численных данных, чем в табл. VI.

ГЛАВА VIII

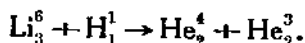
РАСЩЕПЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР ПРОТОНАМИ

РЕАКЦИИ ТИПА $p-\alpha$. ОБРАЗОВАНИЕ НОРМАЛЬНОГО ЯДРА Be_4^8 И ВЫЧИСЛЕНИЕ ЕГО МАССЫ. — РЕАКЦИИ ТИПА $p-d$ И $p-\gamma$ ИСТОЧНИК γ -ЛУЧЕЙ В 17 МАН. ЭЛЕКТРОН-ВОЛЬТ. — РЕАКЦИИ ТИПА $p-n$.

§ 1. Реакции типа $p-\alpha$. Образование нормального ядра Be_4^8 и вычисление его массы. Мы уже подробно рассмотрели в § 8 гл. I одну из реакций этого типа, а именно

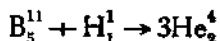


Рассмотрим теперь реакцию



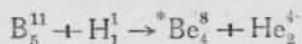
Эта реакция интересна тем, что в результате ее появляется частица He_2^3 — изотоп гелия. Пробеги He_2^4 и He_2^3 соответственно равны всего 0.82 и 1.19 см. Мы видим, что меньшей массе He_2^3 соответствует больший пробег, 1.19 см, а большей массе — меньший пробег, 0.82 см. Если при помощи кривых (фиг. 120) перевести пробеги в энергию и взять их отношение, то получится как раз правильное соотношение масс 3:4. То обстоятельство, что вылет частицы He_2^3 получается при бомбардировке изотопа Li_3^6 , было проверено путем специального опыта: из смеси изотопов лития был выделен изотоп Li_3^6 и подвергнут протонной бомбардировке; оказалось, что действительно при этом вылетают только частицы He_2^4 и He_2^3 с пробегами 0.82 и 1.19 см.

Остановимся подробнее еще на одной реакции типа $p-\alpha$, на реакции, которая происходит при бомбардировке B_5^{11} пучком протонов. Вообще говоря, в результате этой реакции

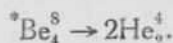


получаются опять три α -частицы, так же как и в реакции $Be-\alpha-n$, и опять возникает вопрос, не идет ли эта реакция

ступенями, с образованием промежуточного ядра ${}^8\text{Be}_4$, согласно уравнениям:



и



Этот вопрос был разрешен при помощи фотографий следов α -частиц в камере Вильсона. Эти фотографии показали, что вылет трех частиц происходит не одновременно. Наоборот, оказалось, что всегда имеется одна частица с пробегом около 2.4 см. На фиг. 80 она указана стрелкой С. В предположении, что эта частица вылетает первой и что ядро Be_4^8 остается в возбужденном состоянии, были произведены вычисления углового распределения частиц и их энергии. Эти вычисления дали результаты, согласные с опытом. Так, напр., была вычислена величина Q , и она оказалась равной 8.7 ± 0.2 млн. электрон-вольт. Если же в уравнение



Фиг. 80

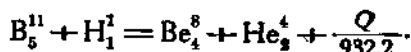
$$Q = (\text{B}_5^{11} + \text{H}_1^1 - 3\text{He}_2^4) \cdot 932.2$$

подставить из табл. XXIV (стр. 185) значение масс B_5^{11} , H_1^1 и He_2^4 в единицах атомного веса, то мы и получим для Q величину, равную 8.7 млн. электрон-вольт. В самом деле:

$$Q = (11.01292 + 1.00813 - 3 \cdot 4.00389) \cdot 932.2 = 8.7 \text{ млн. электрон-вольт.}$$

Образующееся при этой реакции ядро Be_4^8 не обязательно должно быть в возбужденном состоянии, — оно может оказаться в основном состоянии, и тогда энергия, которая тратилась на возбуждение, будет передана вылетающей α -частице. Такие α -частицы с пробегом уже не в 2.4 см, а в 4.4 см действительно наблюдались. При этом удалось довольно точно измерить величину Q , которая оказалась равной 8.6 млн. вольт на электрон.

Этим значением Q воспользовались для определения массы ядра Be_4^8 в основном состоянии. Покажем, как это можно сделать. Напишем рассматриваемую реакцию с учетом величины Q :



Здесь Q разделено на множитель $0.932 \cdot 10^3$, для того чтобы перевести миллионы вольт на электрон в единицы атомного веса.

Из последнего равенства видно, что

$$\text{Be}_4^8 = \text{B}_5^{11} + \text{H}_1^1 - \text{He}_2^4 - \frac{Q}{932.2}.$$

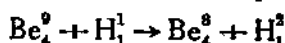
Подставив численные значения, находим

$$\begin{aligned} \text{Be}_4^8 &= 11.01292 + 1.00813 - 4.00389 - \frac{8.6}{932.2} = \\ &= 8.00792 \text{ единицу атомного веса.} \end{aligned}$$

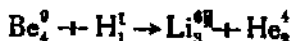
Мы остановились подробно на этом расчете для того, чтобы разъяснить на примере, каким образом может быть определена масса атомного ядра при помощи точных экспериментальных данных, относящихся к какой-либо ядерной реакции. Мы видим, что в табл. XXIV для массы ядра Be_4^8 дано как раз то значение 8.00792, которое было получено путем расчета. В четвертом столбце этой таблицы указано, какая реакция была использована для определения массы. Против Be_4^8 в этом столбце как раз и находится реакция $\text{B}_5^{11} + \text{H}_1^1 \rightarrow \text{Be}_4^8 + \text{He}_2^4$.

Из табл. VIII мы видим, что число элементов, для которых удалось установить реакцию $p-\alpha$, сравнительно не велико, — оно почти вдвое меньше, чем у реакций $\alpha-p$ и $\alpha-n$. Кроме того, заметно, что реакция $p-\alpha$ наблюдалась только у легких элементов, до атомного номера $Z=18$. Причину этого понять не трудно: чтобы α -частица вылетела из ядра, она должна преодолеть потенциальный барьер, а чем тяжелее ядро, тем этот барьер выше и тем меньше вероятность, что α -частице удастся его преодолеть. Резонансный уровень установлен только для бора в 0.18 млн. электрон-вольт. Уровень возбуждения для реакции $\text{B}_5^{11} + \text{H}_1^1 \rightarrow 2\text{He}_2^4 + \text{He}_2^4$ найден в 2.9 млн. электрон-вольт.

§ 2. Реакция типа $p-d$ и $p-\gamma$. Источник γ -лучей в 17 млн. электрон-вольт. Известна только одна реакция типа $p-d$. Интересно, что здесь мы опять встречаемся с образованием ядра Be_4^8 . Установить наличие реакции



на опыте удалось лишь с большим трудом. Дело в том, что при бомбардировке протонами имеет место и реакция



Сводка реакций типа $p-\alpha$

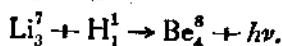
Мишень		Продукт реакция	Q (MV)		Резонанс- ные уровни (MV)	Уровни возбу- ждения (MV)	Выход α/p (MV)
Z	Элемент		вычисл.	наблюд.			
3	Li ⁶	He ³	3.76	3.72	0.18	2.9 (Be ⁸)	1/10 ⁷ $\approx$ 0.4
	Li ⁷	He ⁴	17.25	17.13			1/10 ⁷ $\approx$ 0.4
4	Be ⁹	Li ⁶	2.25	2.28			2/10 ⁹ $\approx$ 0.1
5	B ¹¹	Be ⁸	8.60*	8.60.			1/10 ¹⁴ $\approx$ 0.15
	B ¹¹	2He ⁴	8.72	8.7			1/10 ¹³ $\approx$ 0.15
6	C ¹³	B ¹⁰	-4.15				
7	N ¹⁴	C ¹¹	-3.3				
	N ¹⁵	C ¹²	4.79				
8	O ¹⁶	N ¹³	-5.40				
	O ¹⁷	N ¹⁴	1.3				
	O ¹⁸	N ¹⁵	2.82				
9	F ¹⁹	O ¹⁶	8.14	8.15			1/10 ⁷ $\approx$ 1.8
10	Ne ²⁰	F ¹⁷	-4.2				
	Ne ²²	F ¹⁹	-1.52				
11	Na ²³	Ne ²⁰	1.42				
12	Mg ²⁵	Na ²²	-2.0				
	Mg ²⁶	Na ²³	-1.9				
13	Al ²⁷	Mg ²⁴	1.6				
14	Si ²⁸	Al ²⁶	-1.9				
	Si ³⁰	Al ²⁷	-2.26				
15	P ³¹	Si ²⁸	1.8				
16	S ³⁴	P ³¹	-1.9				
17	Cl ³⁵	S ³²	2.2				
18	A ³⁸	Cl ³⁵	-2.0				

* Q (наблюд.) использовано для вычисления масс.

с вылетом α -частиц (см. табл. VIII). Отношение $e:m$ (заряда к массе) у He_2^4 и H_2^2 практически одно и то же, так как α -частица, хотя и имеет вдвое большую массу, но в то же время несет с собой и двойной элементарный заряд. Поэтому разделить He_2^4 и H_2^2 при помощи магнитного поля не удавалось. Пробеги этих двух частиц при энергии бомбардирующих протонов в 100 киловольт также оказались почти одинаковыми. Удалось разделить их только по их ионизирующей способности. Воспользовавшись счетчиком с пропорциональным усилением, можно было с несомненностью установить, что при бомбардировке протонами бериллия вылетают частицы с различной ионизирующей способностью. Более сильно, благодаря двойному заряду, ионизовали α -частицы и слабее — однозарядные дейтроны. Интересно отметить, что количества вылетающих α -частиц и дейтронов оказались также почти одинаковыми. Величина Q для реакции с вы-

летом дейтрона оказалась равной 0.46 млн. электрон-вольт. Вычисление по массам ядер, участвующих в реакции, дает 0.48.

Совершенно исключительный интерес по своему практическому значению представляет реакция



При первоначальных исследованиях величины кванта $h\nu$ были даны значения, не превышавшие 6 млн. вольт. Дальнейшие более тщательные исследования, основанные на наблюдении образования пар из электронов и позитронов, дали гораздо более высокие цифры. В настоящее время на основании опытных данных уже с уверенностью можно утверждать, что при этой реакции вылетают кванты с энергией в 17.1 млн. вольт на электрон. Вся энергия, выделяющаяся при этой реакции, идет на образование γ -кванта. Это можно заключить, произведя подсчет энергии Q при помощи масс ядер, участвующих в реакции

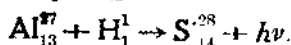
$$Q = (\text{Li}_3^7 + \text{H}_1^1 - \text{Be}_4^8) \cdot 9322 \cdot 10^3 =$$

$$= (7.01818 + 1.00813 - 8.00792) \cdot 9322 = 17.12 \text{ млн. электрон-вольт.}$$

Если же наблюдаются кванты γ -лучей с меньшей энергией, то это указывает на образование возбужденного ядра $^8\text{Be}^*$, которое потом распадается на две α -частицы с энергией в 1.5 млн. электрон-вольт или выше.

Так как никакими другими способами пока еще не удастся получить γ -квантов с такой высокой энергией, становится понятным то исключительное значение, какое имеет эта реакция для целого ряда научных исследований. В дальнейшем мы встретимся с несколькими случаями ее применения в ядерной физике. Здесь же мы добавим еще, что для этой реакции были найдены три резонансных уровня: 0.20, 0.44 и 0.85. Относительно того, что существует и возбужденный уровень, было сказано выше, однако точных количественных данных по этому вопросу еще нет.

Остановимся еще на реакции с алюминием



Эта реакция интересна тем, что для нее были найдены шесть резонансных уровней. Численные значения для этих уровней таковы: 0.75, 0.99, 1.16, 1.37, 1.62 и 1.85. Как видим, эти уровни отличаются от тех, которые были найдены для случаев бомбардировки алюминия α -частицами.

Таблицу приводим только для реакции типа $p-\gamma$, так как из реакций $p-d$ известна только одна, и о ней мы довольно подробно говорили выше. В табл. IX мы находим довольно большое количество резонансных уровней. Повидимому, это не простая случайность. Реакция типа $p-\gamma$ представляет собой случай простого захвата протона, причем избыток энергии выделяется

Сводка реакций типа $p \rightarrow \gamma$

Мишень		Продукт реакции	Q (MV)		Резонансные уровни (MV)	Уровни возбуждения (MV)	Выход γ/p а (MV)
Z	Элемент		Вычисл.	наблюд.			
1	H ¹	He ³	5.39				
3	Li ⁷	Be ⁸	17.12	17.1	0.20 0.44 0.85	3-7?	7/10 ¹⁰ а 0.44
4	Be ⁹	B ¹⁰	6.39	6	0.99?		
5	B ¹⁰	C ¹¹	8.55	набл.	0.18	?	
	B ¹¹	C ¹²	15.89	14.5	0.82?	?	
6	C ¹²	N ¹³	1.93	2	0.40 0.48		1/10 ¹⁰ а 0.52
	C ¹³	N ¹⁴	7.7				
7	N ¹⁴	O ¹⁵	7.3				
	N ¹⁵	O ¹⁶	12.12				
8	O ¹⁶	F ¹⁷	0.5	набл.			
	O ¹⁷	F ¹⁸	6.5	набл.?			
	O ¹⁸	F ¹⁹	6.8				
9	F ¹⁹	Ne ²⁰	12.89	набл.	0.328 0.6-0.7 0.892 0.942 1.40 1.76	7.2	1.2/10 ⁹ а 1.0
10	Ne ²¹	Na ²²	7.1				
	Ne ²²	Na ²³	9.9				
11	Na ²³	Mg ²⁴	11.0	набл.	1.2		
12	Mg ²⁵	Al ²⁶	8.3				
	Mg ²⁶	Al ²⁷	7.5				
13	Al ²⁷	Si ²⁸	10.6	набл.	0.75 0.99 1.16 1.37 1.62 1.85		
14	Si ²⁹	P ³⁰	6.1				
	Si ³⁰	P ³¹	6.6				
15	P ³¹	S ³²	9.4				
16	S ³⁴	Cl ³⁵	5.4				
17	Cl ³⁷	A ³⁸	11.3				

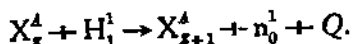
затем в виде γ -лучей. Очевидно, что вероятность захвата будет во много раз больше в том случае, когда энергия протона подходит к тому или другому резонансному уровню. Относительно уровней возбуждения известно гораздо меньше: на все известные реакции только один установленный и второй под вопросом. Выход реакции, по данным таблицы, сравнительно невелик

Доказательство для реакции типа р-п

Материал	Периоды		Энергия (MV)	Предполагаемый продукт	Доказательство
	Z	Элемент			
8	O	107 млн.	2,6	F ¹⁸	Ne ²⁰ — d — α, F ¹⁹ — п — 2п (108 мин.)
14	Si	1,9 мин.	> 2	P ³⁰	Al ²⁷ — α — п, S ³² — d — α (2,5 мин.)
20	Ca	40 час.	> 2	Sc ⁴⁴	Ca — d — п, K — α — п, Sc — п — 2п (52 часа)
24	Cr	40 мин.	> 2	Mn ⁵³	Cr — d — п, (46 мин.)
25	Mn	91 млн.	> 2	Fe ⁵⁵	
27	Co	2,4 часа	> 2	Ni ⁵⁹	Ni — п — γ, Ni — d — p (3 часа)
28	Ni	{ 4,1 час. 20 час.	> 2	Cu ⁶⁴	Ni — α — p, Ni — d — п (3,4 часа)
30	Zn	{ 26 млн. 40 час.	> 2	Ga ⁷⁰	Cu — п — γ, Cu — d — p, Zn — п — p, Zn — d — α (12,8 часа)
33	As	{ 1,3 млн. 11,3 мин.	> 2	Se (?)	Ga — п — γ, Ga — γ — п (20 мин.)
34	Se	{ 19,5 млн. 7 час. 14 час.	2,9	Br ⁸⁰	(Только As ⁷⁵ известно)
42	Mo	{ 0,5 мин. 31 мин.	> 2	Ma	Br — п — γ, Br — d — p, Br — γ — п (18 мин., 4,2 часа)
48	Cd	{ 1,2 млн. 6 млн. 37 млн. 128 млн.	> 2	In ¹¹²	Br — п — γ, Br — d — p (36 час.)
49	In	{ 14 млн.	> 2	Sn (?)	In — γ — п (1,1 мин.)
					In — п — γ (13 сек., 54 млн., 3 часа)

(около $1/10^9$), но надо принять во внимание, что он определялся при небольших значениях энергии бомбардирующих протонов (0.5 млн. электрон-вольт в среднем).

§ 3. Реакция типа $p \rightarrow n$. Общий вид реакции типа $p \rightarrow n$ может быть написан так:



Эти реакции еще мало исследованы, но тем не менее некоторые данные об их существовании уже получены. При бомбардировке протонами с энергией в 3.8 млн. электрон-вольт в лаборатории Рочестерского университета было получено довольно большое количество искусственных радиоактивных элементов. Некоторые из этих элементов были известны и раньше, некоторые же получались впервые.

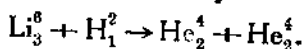
Предварительные данные об этих реакциях приведены в табл. X. Как видно из таблицы, данные ее еще недостаточно точны. Пятый столбец озаглавлен „предполагаемый продукт“. Приведенные в шестом столбце данные о полураспаде несколько отличаются от тех, которые получены непосредственным измерением, и приведены в третьем столбце. Однако есть случаи, которые не вызывают сомнений, напр. F_9^{18} из реакции $O_8^{18} \rightarrow p \rightarrow n$ имеет по измерению период полураспада 107 мин., а из реакции $F_9^{19} \rightarrow p \rightarrow 2n$ получается 108 мин. (см. табл. XXI). Надо думать, что в ближайшем будущем и относительно реакции $p \rightarrow n$ будут получены более точные и определенные данные.

ГЛАВА IX

БОМБАРДИРОВКА АТОМНЫХ ЯДЕР ДЕЙТРОНАМИ

РЕАКЦИИ ТИПА $d-\alpha$. ОБРАЗОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕННОГО ЯДРА ${}^*C_6^{12}$. — РЕАКЦИИ ТИПА $d-p$ И $d-p, \alpha$ — ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗНАЧЕНИЕ РАДИОНАТРИЯ. — МЕХАНИЗМ РЕАКЦИИ У ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ. — РЕАКЦИИ ТИПА $d-n$ И $d-n, \alpha$. — ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ, ЭКВИВАЛЕНТНЫЙ 200 КГ РАДИЯ.

§ 1. Реакции типа $d-\alpha$. Образование возбужденного ядра ${}^*C_6^{12}$. Наибольшее значение для Q из всех до сих пор известных ядерных реакций получается у реакции



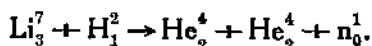
Впервые эта реакция была наблюдена на циклотроне Лауренса. Были найдены α -частицы с пробегом в 14.5 см, что по кривой фиг. 1196 соответствует энергии в 12.4 млн. вольт на электрон. Энергия пучка дейтронов при этом была равна 1.33 млн. электрон-вольт. Кроме таких длиннопробежных α -частиц, наблюдались и α -частицы с пробегом в 8 см, причем число их было даже в 10 раз больше. Эти α -частицы с пробегом в 8 см были приписаны реакции $Li_3^7-d-\alpha$. Численное соотношение длиннопробежных и короткопробежных частиц вполне подтверждало это предположение, так как отношение содержания изотопов Li_3^6 и Li_3^7 в смеси также равно 1:10.

Воспользовавшись соотношением (19) для α -частиц, вылетающих под углом в 90° , которое приводилось нами в § 8 гл. I, можно для Q получить значение

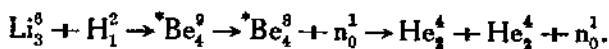
$$Q = 2(12.0) - \frac{3}{4}(1.3) = 23 \text{ млн. электрон-вольт.}$$

Дальнейшие опыты позволили уточнить значение Q настолько, что реакция $Li_3^6-d-\alpha$ могла быть использована для точного определения массы ядра Li_3^6 . В настоящее время для Q принята цифра в 22.07 млн. электрон-вольт. Реакция $Li_3^6-d-\alpha$ была подтверждена также и путем непосредственного наблюдения следов α -частиц в камере Вильсона (фиг. 36, 37 и 38).

Следует рассмотреть также реакцию с Li_3^7 . Эта реакция может пойти двумя различными путями. Первый путь таков:

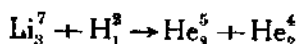


Эту же реакцию, повидимому, можно написать и более подробно:

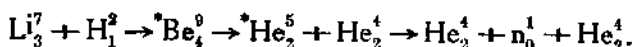


Тут мы опять встречаемся с возбужденным ядром ${}^*\text{Be}_4^8$, но, кроме того, еще и с возбужденным ядром ${}^*\text{Be}_4^9$. Однако эту реакцию мы сейчас рассматривать не будем, так как она сопровождается вылетом нейтрона и, следовательно, относится к другому типу, а именно $d-n$.

Второй путь для превращения Li_3^7 под влиянием бомбардировки дейтронами будет



или более подробно:



Величина Q для этой реакции оказалась равной 14.3 млн. электрон-вольт. Подставляя это значение Q в формулу

$$\text{He}_2^5 = \text{Li}_3^7 + \text{H}_1^2 - \text{He}_2^4 - \frac{Q}{0.932 \cdot 10^3},$$

находим:

$$\text{He}_2^5 = 7.01818 + 2.01473 - 4.00389 - \frac{14.3}{0.932 \cdot 10^3} = 5.01372.$$

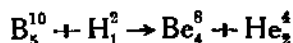
Эта величина показывает, что He_2^5 представляет собой неустойчивый изотоп гелия. В самом деле, если мы к массе ядра гелия прибавим массу нейтрона, то получим

$$\text{He}_2^4 + \text{n}_0^1 = 4.00389 + 1.01286 = 5.01286.$$

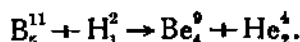
Эта величина меньше 5.01372 на 0.00084. Выразив эту разность в миллионах вольт на электрон, получим $0.00084 \cdot 0.932 \cdot 10^3 = 0.78$ млн. электрон-вольт. Этот избыток энергии (массы) и ведет к тому, что He_2^5 оказывается неустойчивым.

При бомбардировке ядра бора дейтронами, повидимому, происходят реакции аналогичные тем, которые были рассмотрены нами в случае $\text{B}_5^{11} - p - \alpha$. К этому заключению приводит анализ пробегов α -частиц, испускаемых в конечной стадии реакции. Если получаются ясно различимые группы α -частиц, с определенными пробегами, то это значит, что реакция идет сравнительно

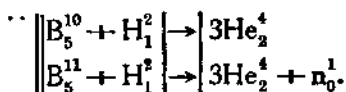
простым путем, причем образуются ядро отдачи и одна вылетающая α -частица. Не исключена возможность, однако, что ядро отдачи будет иметь один или несколько уровней возбуждения; тогда α -частицы будут иметь несколько пробегов. Если реакция сложна и протекает ступенями, то выделить какие-либо группы трудно. Для ядер B_5^{10} и B_5^{11} мы имеем одновременно оба случая. Простые реакции имеют для B_5^{10} и B_5^{11} вид:



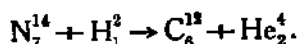
и



Сложные реакции, которые мы в развернутом виде писать не будем, выражаются формулами:



Различные пути, по которым могут происходить ядерные реакции, дают нам возможность судить о сложности ядерных процессов и вывести некоторые заключения о характере этих процессов. Учитывая это обстоятельство, остановимся еще на примере одного сложного процесса ядерной реакции. При бомбардировке ядра азота N_7^{14} дейтронами ядерная реакция также идет двумя путями. Наиболее простой путь, с вылетом α -частицы и образованием ядра отдачи, может быть написан при помощи формулы



При бомбардировке N_7^{14} пучком дейтронов с энергией в 0.575 млн. электрон-вольт были наблюдаемы две группы α -частиц с пробегом в 6.20 и 11.37 см. Переведем пробеги в энергию по кривой фиг. 119а и б и вычислив Q , получим два значения: 9.08 млн. электрон-вольт для меньшего пробега и 13.40 млн. электрон-вольт для большего. Большее значение соответствует основному уровню, так как, вычисляя Q при помощи масс по формуле

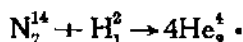
$$Q = (N_7^{14} + H_1^2 - C_6^{12} - He_2^4) \cdot 932.2,$$

получаем, воспользовавшись табл. XXIV,

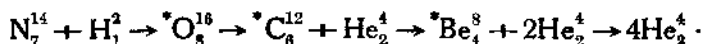
$$Q = (14.00750 + 2.01473 - 12.00398 - 4.00389) \cdot 0.9322 \cdot 10^3 = 13.37 \text{ млн. электрон-вольт,}$$

т. е. почти в точности 13.40 млн. электрон-вольт. Значение же Q в 9.08 млн. электрон-вольт соответствует уровню возбуждения в $13.40 - 9.08 = 4.32$ млн. электрон-вольт.

Однако кроме двух определенных групп α -частиц, были получены и α -частицы с неопределенным пробегом, с энергией выше 4 млн. электрон-вольт. Это, как мы видели выше, указывает на сложный ступенчатый характер, с вылетом нескольких частиц различных пробегов. Кратко реакция может быть написана формулой



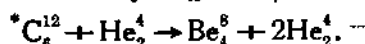
Последовательное образование α -частиц в этой реакции можно представить совокупностью формул



Не трудно определить энергию возбуждения ядра ${}^*\text{O}_8^{16}$. Очевидно, что она будет равна разности масс возбужденного ядра ${}^*\text{O}_8^{16}$ и ядра O_8^{16} , находящегося в нормальном состоянии. Таким образом, имеем:

$$\begin{aligned} ({}^*\text{O}_8^{16} - \text{O}_8^{16}) \cdot 0.9322 \cdot 10^3 &= (\text{N}_7^{14} + \text{H}_1^2 - \text{O}_8^{16}) \cdot 0.9322 \cdot 10^3 = \\ &= (14.00750 + 2.01473 - 16.00000) \cdot 932.2 = \\ &= 20.07 \text{ млн. электрон-вольт.} \end{aligned}$$

Относительно ядра ${}^*\text{C}_6^{12}$ трудно сказать точно, до какой степени оно оказывается возбужденным, — на основании формулы реакции можно установить лишь некоторый предел. Напишем последнюю часть сложной реакции $\text{N}_7^{14} + \text{H}_1^2 \rightarrow \alpha + \dots$ в таком виде:



Откуда, не учитывая энергии α -частиц, можно написать ${}^*\text{C}_6^{12} = \text{Be}_4^8 + \text{He}_2^4 = 8.00792 + 4.00389 = 12.01181$ единиц атомного веса. Между тем масса невозбужденного ядра $\text{C}_6^{12} = 12.00398$. Следовательно, разность

$${}^*\text{C}_6^{12} - \text{C}_6^{12} = 12.01181 - 12.00398 = 0.00783.$$

Так как одна тысячная единицы атомного веса приблизительно равна 1 млн. вольт на электрон, то эта разность составит около 8 млн. электрон-вольт. Если же принять во внимание, что часть энергии должна быть передана еще и α -частице, то мы можем утверждать, что энергия возбуждения у ${}^*\text{C}_6^{12}$ будет больше 8 млн. вольт.

Отметим еще, что наличие у C_6^{12} возбужденного уровня в 4.32 млн. электрон-вольт, о котором можно было заключить на основании существования двух групп α -частиц с определенным пробегом, подтверждается и γ -лучами. Оказалось, что во время

реакции $N_7^{14} - d - \alpha$ испускаются кванты с энергией в 4.2 млн. электрон-вольт, что в пределах экспериментальных ошибок прекрасно согласуется с величиной 4.32 млн. электрон-вольт.

Таблица XI

Сводка реакций типа $d - \alpha$

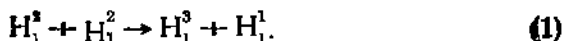
Мишени		Продукт реакции	Q (MV)		Резонанс- ные уровни (MV)	Уровни возбу- ждения (MV)	Выход α/d (MV)
Z	Элемент		вычисл.	наблюд.			
3	Li ⁶	He ⁴	22.17*	22.07			3/10 ¹¹ а 0.16
	Li ⁷	He ⁵	14.3*	14.3			2/10 ¹² а 0.16
	Li ⁷	He ⁴ + n ¹	15.04	14.9			2/10 ¹⁰ а 0.16
4	Be ⁹	Li ⁷	7.17*	7.19		?	
5	B ¹⁰	Be ⁸	17.90	17.76			1/10 ⁹ а 0.57
	B ¹⁰	2He ⁴	18.03			2.9 (Be ⁸)	2/10 ⁸ а 0.57
	B ¹¹	Be ⁹	8.11*	8.13			2/10 ⁹ а 0.57
	B ¹¹	2He ⁴ + n ¹	6.53	набл.			1/10 ⁹ а 0.57
6	C ¹²	B ¹⁰	-1.39				
	C ¹³	B ¹¹	5.14	5.24			
7	N ¹⁴	C ¹²	13.37	13.40		4.32	5/10 ¹⁰ а 0.57
	N ¹⁵	C ¹³	7.56				
8	O ¹⁶	N ¹⁴	3.11	3.13			3/10 ¹⁰ а 0.57
	O ¹⁷	N ¹⁵	10.5				
	O ¹⁸	N ¹⁶	3.0				
9	F ¹⁹	O ¹⁷	10.10	2.1?			
10	Ne ²⁰	F ¹⁸	3.8	набл.			
	Ne ²¹	F ¹⁹	5.59				
	Ne ²²	F ²⁰	<4.9				
11	Na ²³	Ne ²¹	6.76*	6.85			6/10 ⁸ а 2.15
12	Mg ²⁴	Na ²²	2.8	набл.			
	Mg ²⁵	Na ²³	7.9	7.2			
	Mg ²⁶	Na ²⁴	3.0	набл.			
13	Al ²⁷	Mg ²⁵	6.46*	6.46		0.7	1/10 ⁸ а 2.2
14	Si ²⁸	Al ²⁶	4.2				
	Si ²⁹	Al ²⁷	7.3				
	Si ³⁰	Al ²⁸	3.5				
15	P ³¹	Si ²⁹	7.0				
16	S ³²	P ³⁰	4.6	набл.			
	S ³⁴	P ³²	4.3	набл.			
и т. д.							

* Q (наблюд.) использовано для вычисления масс.

Сводка всех известных реакций дана в табл. XI. В этой таблице, построенной так же, как предыдущие, обращает на себя внимание наличие нескольких реакций с различными изотопами одного и того же элемента и с различными продуктами. Так, у лития наблюдались три реакции с двумя изотопами L_2^6 и Li_2^7 , у

бора четыре реакции с двумя изотопами B_5^{10} и B_5^{11} , у неона три реакции с тремя изотопами и т. д. Табл. XI не доведена до конца, так как более тяжелые элементы исследованы менее тщательно. Во всяком случае удалось наблюдать реакцию $d-\alpha$ и у такого элемента, как сурьма Sb_{51}^{123} .

§ 2. Реакции типа $d-p$ и $d-\alpha$. Практическое значение радионатрия. Механизм реакции у тяжелых частиц. Мы остановимся подробнее только на небольшом числе реакций типа $d-p$, имеющих особое значение. При бомбардировке дейтронов дейтронами образуется еще более тяжелый, чем H_1^2 , изотоп водорода H_1^3 , согласно формуле

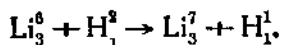


При изучении этой реакции в камере Вильсона были наблюдаемы частицы, разлетающиеся в разные стороны и лежащие на одной прямой. Пробеги этих частиц были 1.6 и 14.3 см. Так как для двух дейтронов [левая часть (1)] мы имеем только одну возможную комбинацию из двух тяжелых частиц не одинаковой массы [правая часть (1)], то не трудно было сообразить, что частица с большим пробегом принадлежит протону, а частица с малым пробегом — тяжелому изотопу водорода H_1^3 . В дальнейшем пробег протона был определен с большой точностью и оказался равным 14.7 см. После пересчета пробегов на энергию* можно было с большой точностью определить величину энергетического баланса реакции Q . Она оказалась равной 3.98 ± 0.02 млн. электрон-вольт, причем точность определения Q , достигнутая для этой реакции, выше, чем для всех остальных ядерных реакций. Масса H_1^3 (см. табл. XXIV), найденная при помощи уравнения этой реакции

$$H_1^3 = 2H_1^2 - H_1^1 - \frac{Q}{932.2}, \quad (1a)$$

имеет большое теоретическое значение, так как позволяет сделать некоторые заключения о внутриядерных силах (см. § 2 гл. XII). Для того, чтобы эта реакция шла, достаточно взять пучок дейтронов с весьма малой энергией, всего в 8 киловольт. Это объясняется тем, что для дейтронов потенциальный барьер очень низок. Подробнее мы будем говорить об этом в главе XII.

С точки зрения определения ядерных масс интересно разоб-
раться еще реакцию



Тщательное определение пробега протона позволило очень точно определить энергетический баланс реакции Q . Он оказался рав-

* См. фиг. 120а и 120б.

ным 5.02 млн. электрон-вольт. Это значение Q в связи со значениями для рассмотренных уже нами реакций $\text{Li}_3^7 - p - \alpha$ (§ 8 гл. I) и $\text{Li}_3^6 - d - \alpha$ (§ 1 гл. IX) позволяет найти точность определений масс, сделанных при помощи этих реакций. Так как в основу положены значения Q , то ошибки в массах должны зависеть от правильности найденных экспериментально Q . Составим замкнутый цикл

$$(\text{Li}_3^6 - d - p) + (\text{Li}_3^7 - p - \alpha) - (\text{Li}_3^6 - d - \alpha) = 0.$$

В том, что в результате этого цикла должен получиться нуль, можно убедиться следующим образом. Рассматривая уравнение, в котором падающие частицы имеют знак плюс, а вылетающие минус, мы видим, что оно представляет собой тождество,

$$d - p + p - \alpha = d - \alpha,$$

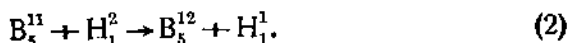
так как $-p$ и $+p$ сокращаются. Следовательно, реакции $(\text{Li}_3^7 - d - p)$ и $(\text{Li}_3^7 - p - \alpha)$ представляют собой две ступени того же процесса, который выражен реакцией $(\text{Li}_3^6 - d - \alpha)$. Следовательно, и сумма Q для первых двух реакций должна быть равна Q от третьей реакции. Подставив численные значения, получим

$$5.02 + 17.13 - 22.07 = 0.08 \text{ млн. электрон-вольт.}$$

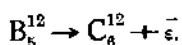
Итак, вместо нуля мы получили 0.08 млн. электрон-вольт. Преобразуя это в массы, выраженные в единицах атомного веса, получим

$$\frac{0.08}{932.2} = 0.000085 \text{ единиц атомного веса.}$$

Теперь познакомимся с несколько иным способом определения масс. Возьмем реакцию



При экспериментальном изучении этой реакции были обнаружены электроны с чрезвычайно большой энергией до 12 млн. электрон-вольт. Появление этих электронов объясняется тем, что изотоп бора B_5^{12} неустойчив и распадается с испусканием электрона, переходя в устойчивый изотоп углерода C_6^{12} . Реакция распада напишется очень просто:



Время, в течение которого B_5^{12} распадается наполовину, оказалось равным 0.02 сек. Воспользуемся реакцией распада, чтобы вычислить массу B_5^{11} . Учитывая, что электроны вылетают с энер-

гней до 12 млн. вольт, напишем уравнение, подставив численное значение

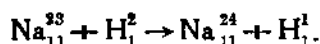
$$B_5^{12} = 12.00398 + \frac{12}{932.2} = 12.0169.$$

С другой стороны, наблюдение пробегов протонов, вылетающих при первичной реакции (2), позволило определить пределы, в которых должно находиться значение массы B_5^{12} . Эти пределы оказались таковы:

$$12.0199 > M_B > 12.0186.$$

Мы видим, что найденная из реакции распада величина 12.0169 меньше не только верхнего, но и нижнего предела. Это показывает, что наряду с вылетом электрона должно иметь место возбуждение ядра с последовательным испусканием γ -лучей. Некоторые данные в пользу того, что γ -лучи действительно испускаются, были получены на опыте.

Другая реакция, также ведущая к образованию искусственного радиоэлемента, но с большим периодом полураспада, имеет не только теоретический, но и практический интерес. Это реакция с натрием:



При этой реакции были наблюдаемы две группы протонов с пробегом в 49 и 17 см. Учитывая условия опыта, были получены два значения Q : для протонов с большей энергией Q оказалось равным 4.92 млн., а для протонов с меньшей энергией 1.72 млн. электрон-вольт. Большее значение $Q = 4.92$ млн. электрон-вольт, соответствующее основному уровню, было использовано для определения массы Na_{11}^{24} . Другое значение Q указывает на существование возбужденного уровня в

$$4.92 - 1.72 = 3.20 \text{ млн. электрон-вольт.}$$

Как уже было упомянуто выше, элемент Na_{11}^{24} , получающийся в результате первичной реакции, оказывается неустойчивым и распадается с выбрасыванием электронов согласно формуле

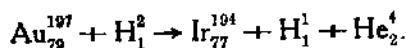


Максимальная энергия электронов, испускаемых при распаде Na_{11}^{24} , оказалась равной 1.7 млн. электрон-вольт. Ядро магния, по видимому, также находится в возбужденном состоянии и испускает γ -кванты или сразу с энергией в 2.9 млн. электрон-вольт, или же двумя квантами, энергия которых в сумме также равна 2.9 млн. электрон-вольт. Полная энергия реакции распада должна, таким образом, быть равной $1.7 + 2.9 = 4.6$ млн. электрон-вольт. Этой

величиной пользовались, чтобы определить массу Mg_{12}^{24} , исходя из массы Na_{11}^{24} (см. табл. XXIV).

Результаты, полученные при бомбардировке натрия Na_{11}^{23} дейтронами, позволяют надеяться, что в дальнейшем радионатрий Na_{11}^{24} во многих практических случаях заменит препараты дорогостоящего естественного радиоактивного элемента радия. Надежда эта основывается на следующих результатах, достигнутых при помощи циклотрона Лауренса: повышая постепенно энергию и мощность пучка дейтронов, Лауренс мог воспользоваться дейтронами с энергией в 5 млн. электрон-вольт; бомбардируя в течение одного дня таким пучком металлический натрий, он получил 200 мг эквивалента радионатрия, иначе говоря, такое количество радионатрия, которое по действию своих γ -лучей соответствует препарату радия, содержащему 200 мг радия-металла. Учитывая, что при дальнейшем усовершенствовании циклотрона можно будет получать и в несколько раз большие количества радионатрия, можно предполагать, что уже в ближайшем будущем радионатрий заменит собой дорогостоящие препараты радия. Это тем более вероятно, что установка Лауренса (циклотрон), несмотря на свою сложность, стоит в несколько раз дешевле, чем 1 грамм радия-металла. Поэтому вполне возможно, что в скором времени стандартные циклотроны будут такой же необходимой принадлежностью хорошо оборудованных медицинских учреждений, какой в настоящее время уже сделались установки для получения лучей Рентгена.

В качестве примера бомбардировки дейтронами тяжелых элементов разберем реакцию с золотом. Эта реакция единственная в своем роде, так как после вылета протона вылетает еще и α -частица, иначе говоря, это — реакция ступенчатая. Формула ее такова:



Правильность написанной формулы была подтверждена контрольными опытами.

После бомбардировки золота дейтронами с энергией от 6 до 7 млн. электрон-вольт было химическим путем доказано присутствие радиоактивного иридия. Так как атомный номер иридия 77, то, складывая $79 + 1 = 80$ и вычитая 77, получим в остатке 3; иначе говоря, вылет протона должен сопровождаться вылетом частицы с двумя элементарными зарядами, т. е. α -частицы He_2^4 . Так как золото имеет только один устойчивый изотоп 197, то изотоп иридия должен быть 194. Этот неустойчивый изотоп известен из опытов по бомбардировке атомных ядер нейтронами; там также получался искусственный радиоэлемент Ir_{77}^{194} , испускавший электроны. Время, в течение которого активность Ir_{77}^{194}

уменьшается наполовину, равно трем дням. Заметим еще, что реакция идет только в случае бомбардировки золота дейтронами с большой энергией; попытки получить эту реакцию с пучком дейтронов, имевшим энергию от 4 до 5 млн. электрон-вольт, окончились неудачей.

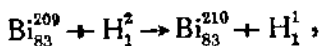
Таблица XII

Доказательство для реакций $d-p$ в тяжелых элементах

Мишень		Радио-активный продукт	Время T	Подтверждено химически	Также получается при реакциях
Z	Элемент				
14	Si ³⁰	Si ³¹	160 мин.	Да	$P-n-p$, $Si-n-\gamma$
15	P ³¹	P ³²	14.5 дн.	Да	$P-n-\gamma$, $S-n-p$, $Cl-n-\alpha$, $S-d-\alpha$
17	Cl ^{35,37}	Cl ^{36,38}	37 мин.		$Cl-n-\gamma$
18	A ⁴⁰	A ⁴¹	110 мин.	Да	$K-n-p$, $A-n-\gamma$
19	K ⁴¹	K ⁴²	12.2 часа		$K-n-\gamma$, $Se-n-\alpha$
20	Ca ⁴⁴	Ca ⁴⁵	2.4 часа	Да	$Ca-n-\gamma$, $Ti-n-\alpha$
22	Ti ⁵⁰	Ti ⁵¹	2.8 мин.	Да	$Ti-n-\gamma$
25	Mn ^{55?}	Mn ⁵⁶	2.5 часа	Да	$Fe-n-p$, $Co-n-\alpha$, $Mn-n-\gamma$, $Cr-\alpha-p$
26	Fe ⁵⁸	Fe ⁵⁹	40 дн.	Да	$Co-n-p$
27	Co ⁵⁹	Co ⁶⁰	~1 года		$(Co-n-\gamma) (?)$
28	Ni ⁵⁸	Ni ⁵⁹	3.5 часа		$Ni-n-\gamma$, $Co-p-n (?)$
29	Cu ⁶³	Cu ⁶⁴	12.8 часа	Да	$Cu-n-\gamma$, $Zn-d-\alpha$, $Zn-n-p$, $Ni-p-n$
30	Zn ^{64,68}	Zn ^{65,69}	{ 1 час 97 час.		
33	As ⁷⁵	As ⁷⁶	27 час.		$As-n-\gamma$
34	Se ⁸²	Se ⁸³	10-20 мин.	Да	$Se-n-\gamma ?$
35	Br ⁷⁹	Br ⁸⁰	18 мин.	Да	$Br-n-\gamma$, $Br-\gamma-n$
	Br ⁷⁹	Br ⁸⁰	4.2 часа	Да	$Br-n-\gamma$, $Br-\gamma-n$
	Br ⁸¹	Br ⁸²	35 час.	Да	$Br-n-\gamma$
44	Ru ^{98,102}	Ru ^{97,103}	{ 39 час. 11 дн.		
46	Pd	Pd ⁺¹	10 час.	Да	$Pd-n-\gamma$
48	Cd ¹¹⁴	Cd ¹¹⁵	{ 4.3 часа	Да	} $Cd-n-\gamma$
	Cd ¹¹⁶	Cd ¹¹⁷	{ 58 час.	Да	
50	Sn ¹²⁰	Sn ¹²¹	28 час.	Да	$(Sb-d-\alpha)$
54	Sb ^{121,123}	Sb ^{122,124}	{ 2.5 дн. 60 дн.		$Sb-n-\gamma$
56	Ba ¹³⁸	Ba ¹³⁹	85.6 мин.	Да	$Ba-n-\gamma$
57	La ¹³⁹	La ¹⁴⁰	31 час	Да	$La-n-\gamma$
58	Ce	Ce(?)	2.4 часа		
78	Pt ^{192,196}	Pt ^{193,197}	{ 49 мин. 14.5 часа	Да	$Pt-n-\gamma$
79	Au ¹⁹⁷	Au ¹⁹⁸	(2.7 дн.)	Да	$Au-n-\gamma$
82	Pb	Pb ⁺¹	8.6 дн.	Да	
83	Bi ²⁰⁹	Bi ²¹⁰	5 дн.		RaE

Табл. XII и XIII позволяют получить общее впечатление о реакции типа $d-p$. Как видно из этих таблиц, наиболее

изученными оказываются реакции с легкими элементами до $Z=18$ включительно. Для них более или менее известны величины Q , а для некоторых определены и уровни возбуждения. Табл. XII, хотя и дает менее подробные сведения о реакциях, интересна тем, что показывает, как далеко удалось проследить реакцию $d-p$ для тяжелых элементов. Из этой таблицы видно, что последним элементом является висмут Bi_{83}^{209} . Реакция с висмутом интересна сама по себе еще и потому, что продуктом ее, согласно формуле



является Bi_{83}^{210} , иначе говоря, элемент, обладающий естественной радиоактивностью и называемый также радием E, RaE (фиг. 1).

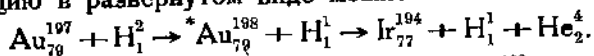
Реакции типа $d-p$ с тяжелыми элементами интересны еще в том отношении, что знакомят с совершенно особенным и своеобразным процессом взаимодействия дейтронов с тяжелыми ядрами. В обычных ядерных реакциях первой ступенью является захват бомбардирующей частицы ядром; вновь образованное сложное ядро распадается на ядро отдачи и испускаемую частицу. С отдельными примерами такого процесса мы уже познакомились и будем подробнее разбирать его в § 4 гл. XII; здесь же мы остановимся над исключением из этого правила, которое имеет место для реакции $d-p$.

В случае этой реакции и при наличии тяжелого ядра дейтрон не входит целиком в ядро, а сам, находясь в поле ядра, распадается на нейтрон и протон. Нейтрон действительно захватывается ядром, а протон продолжает свой путь, не побывав внутри ядра. В сущности говоря, этот процесс даже проще, чем процесс, сопровождающийся образованием промежуточного ядра. На основании этого можно было бы думать, что вследствие своей простоты этот процесс имеет преимущество перед захватом дейтрона целиком. Однако более подробное рассмотрение показывает, что это безусловно имеет место только в случае бомбардировки тяжелых ядер; при легких же ядрах, у которых потенциальный барьер очень мал, дейтрону легко проникнуть в ядро целиком.

Оказывается, что только начиная с ядер, у которых атомный номер $Z=25$ и выше, более простой процесс имеет уже большую вероятность, чем более сложный. Это обстоятельство, конечно, несколько не уменьшает ни теоретического значения, ни практической важности разбираемой нами особенности реакции $d-p$. В самом деле, если мы воспользуемся просто пучком нейтронов, то встретимся с тем обстоятельством, что этот пучок неуправляем: его нельзя ни направить в желательном направлении, ни сконцентрировать. Иначе обстоит дело с дейтронами: при помощи, напр., циклотрона можно весь полученный мощный пучок дейтронов сконцентрировать на исследуемой мишени

и таким образом получить значительно больший выход продуктов реакции. Кроме того, дейтронами выгоднее воспользоваться еще и потому, что они непосредственно получаются из тяжелой воды, между тем как нейтроны могут быть получены лишь посредством промежуточной ядерной реакции.

В заключение этого параграфа применим только что рассмотренный нами процесс к объяснению реакции $Au - p - \alpha$. Эту реакцию в развернутом виде можно написать так:



Эта формула показывает, что образование Au_{79}^{198} можно рассматривать как захват p_0^1 из H_1^2 ядром Au_{79}^{197} , которое затем распадется и дает α -частицу. В табл. XIII приведены данные относи-

Сводка реакций типа d—p Таблица XIII

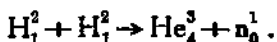
Мишень		Продукт реакции	Q (MV)		Резонансные уровни (MV)	Уровни возбуждения (MV)	Выход $p/d \alpha$ (MV)
Z	Элемент		вычисл.	наблюд.			
1	H ²	H ³	3.98*	3.98			1/10 ⁶ а 0.1
2	He ⁴	He ⁵	—3.0				
3	Li ⁶	Li ⁷	4.92*	5.02		0.44	1/2(Li ⁶ —d—p а 0.5)
	Li ⁷	Li ⁸	—0.3*	—0.3?		2.4?	
4	Be ⁹	Be ¹⁰	4.59*	4.59		{2.14 4.43	6/10 ⁶ а 0.57
5	B ¹⁰	B ¹¹	9.30	9.14			
	B ¹¹	B ¹²	<0.9	набл.			
6	C ¹²	C ¹³	2.76	2.71			3/10 ⁶ а 0.57
	C ¹³	C ¹⁴	6.08	набл.			
7	N ¹⁴	N ¹⁵	8.57	8.55		5.42	2/10 ¹⁰ а 0.57
	N ¹⁵	N ¹⁶	0.2	набл.			
8	O ¹⁶	O ¹⁷	1.95*	1.95		0.82	1/10 ⁶ а 0.57
9	F ¹⁹	F ²⁰	>1.8*	1.75			
10	Ne ²⁰	Ne ²¹	5.33				
	Ne ²¹	Ne ²²	7.11				
11	Na ²³	Na ²⁴	4.94*	4.92		3.20	6/10 ⁷ а 1.7
12	Mg ²⁴	Mg ²⁵	4.7				
	Mg ²⁵	Mg ²⁶	9.9				
	Mg ²⁶	Mg ²⁷	4.2	набл.		{0.68 2.69 3.67 5.15	5/10 ⁷ а 3.0
13	Al ²⁷	Al ²⁸	5.79*	5.79			3/10 ⁷ а 1.9
14	Si ²⁸	Si ²⁹	6.1				
	Si ²⁹	Si ³⁰	9.3				
	Si ³⁰	Si ³¹	3.3	набл.			
15	P ³¹	P ³²	6.3	набл.			
17	Cl ³⁷	Cl ³⁸	—	набл.			
18	Ar ⁴⁰	Ar ⁴¹	—	набл.			

* Q (наблюд.) использовано для вычисления масс.

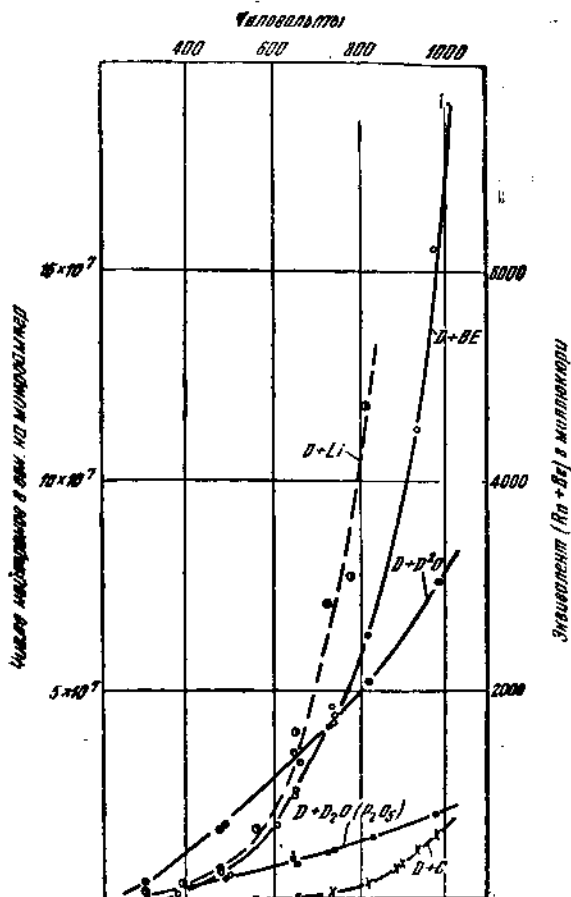
тельно реакций, в которых имеет место захват дейтрона осколком.

§ 3. Реакции типа $d-n$ и $d-p, \alpha$. Источник нейтронов эквивалентный 200 кг радия. Из § 2 этой главы мы видели, что при бомбардировке дейтронов дейтронами получились частицы H_1^1 и H_1^3 . Однако это не единственный

путь, по которому может идти реакция; вместо протона может вылететь нейтрон, и тогда реакция напишется в таком виде:



Так как эта реакция очень проста, можно было ожидать, что He_2^3 и n_0^1 будут иметь определенные пробеги и определенную энергию. Это предположение вполне оправдалось на опыте. Исходя из данных о пробеге, можно было вычислить энергию реакции Q ; она оказалась равной 3.18 млн. электрон-вольт. Зная массы H_1^2 и H_1^1 и Q , можно было вычислить массу He_2^3 (табл. XXIV). В качестве источника нейтронов эта реакция обладает двумя весьма ценными качествами. Во-первых, получается большой

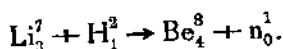
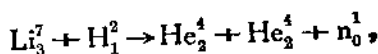


Фиг. 81

выход нейтронов уже при сравнительно низких вольтажах и небольшой интенсивности бомбардирующего пучка дейтронов. Все это можно видеть на кривых фиг. 81. Так, напр., для пучка в один микроампер с энергией в 600 тыс. вольт можно получить столько же нейтронов, как от препарата $Rn+Be$ с содержанием эманации радия (Rn), эквивалентным больше чем 1 г радия. Второе преимущество, которое свойственно только этой реакции,

заключается в том, что при ее помощи получается монокинетический пучок нейтронов (т. е. все вылетающие нейтроны обладают одинаковой энергией). Во многих случаях это обстоятельство оказывается особенно важным.

Вторым весьма важным источником нейтронов оказывается реакция, происходящая во время бомбардировки дейтронами Li_3^7 . Эта реакция может идти двумя путями, которые мы сразу здесь и выпишем:

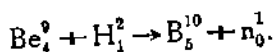


С первой из этих реакций мы уже встречались в § 1 второй главы. Однако там мы не рассматривали ее подробно в виду того, что она не совсем подходила к типу $d-\alpha$. Здесь же относительно этой реакции укажем только, что поскольку в результате ее получаются три частицы, то пробег и энергии этих частиц не имеют строго определенной величины; однако максимальная величина энергии нейтронов оказывается равной 13.6 млн. электрон-вольт.

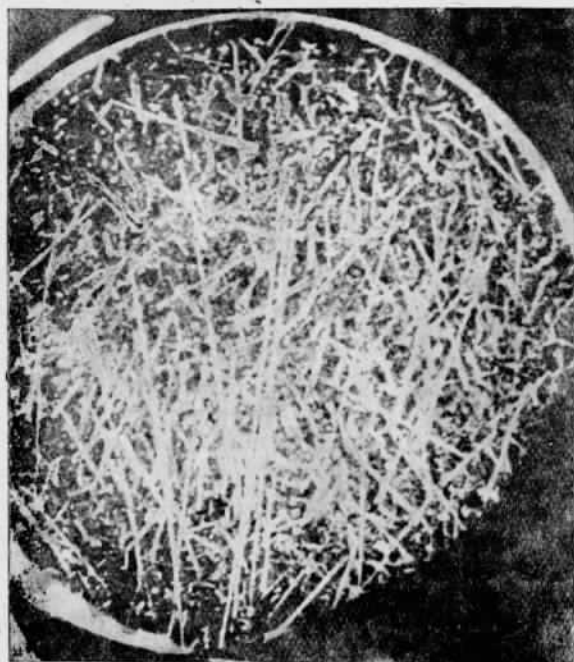
При второй реакции образуется монокинетическая группа нейтронов с энергией в 13.5 млн. электрон-вольт. Таким образом, мы видим, что при бомбардировке Li_3^6 дейтронами получаются нейтроны с очень большой энергией, приблизительно в 14 млн. электрон-вольт. Что касается выхода нейтронов, то он тоже весьма значителен и быстро растет с увеличением энергии бомбардирующего пучка, как это видно из соответствующей кривой фиг. 81 (кривая $D+\text{Li}$).

Поэтому и этот второй источник нашел себе очень интересные применения при изучении ядерных реакций. С одним случаем применения его мы подробно ознакомимся во время изучения реакции типа $n-2n$.

Третьим источником нейтронов, имеющим также весьма большое значение, является бериллий, подвергающийся бомбардировке дейтронами. Реакция, которая при этом имеет место, может быть написана так:



Хотя получающиеся при этой реакции нейтроны имеют гораздо меньшую энергию, чем в случае $\text{Li}-d-n$, тем не менее этой реакцией часто пользуются для получения мощного пучка нейтронов, мощного не в смысле энергии, а в смысле количества самих нейтронов. Преимущества, которыми обладает источник $\text{Be}-d-n$, легко увидеть из кривой $D+\text{Be}$ (фиг. 81): кривая эта чрезвычайно быстро растет с увеличением энергии дейтронов. В качестве примера использования реакции Be_4^9-d-n приведем ре-



Фиг. 82

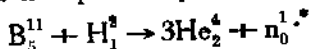
зультаты, полученные при помощи циклотрона Лауренсом и Куксеем. Бериллиевая мишень бомбардировалась пучком дейтронов, сила тока которого равнялась 7 микроамперам, а энергия выражалась в 5 млн. электрон-вольт. О количестве нейтронов, которое при этом получалось, можно судить по двум фотографиям, приведенным на фиг. 82. Камера Вильсона была наполнена водородом при давлении в 100 мм ртутного столба, для того чтобы легче было наблюдать протоны отдачи. Сверху фиг. 82 дана фотография следов протонов отдачи в том случае, когда камера была помещена на расстоянии 1.8 м; на этом снимке видно такое количество следов протонов, что в некоторых местах уже трудно отличить один след от другого. Более отчетливая картина следов протонов отдачи получилась в том случае, когда камера Вильсона была помещена на расстоянии 12 м от ми-

шени; снимок, соответствующий этому положению камеры Вильсона, приведен на фиг. 82 снизу. Интересно сравнить мощность только что описанного источника нейтронов с обычным источником $Rn + Be$. Оказывается, что выход нейтронов из мишени циклотрона при вышеописанных условиях превышает число нейтронов, даваемых ампулой с 500 милликури эманации и порошком бериллия в $2 \cdot 10^5$ раз. Так как 500 милликури эманации получаются обычно от 1 г радия-металла, соль которого находится в водном растворе, то оказывается, что бериллиевая мишень в циклотроне, бомбардируемая дейтронами, заменяет собой $2 \cdot 10^2 \cdot 10^3$ г (двести килограммов) радия.

Очевидно, что при таких условиях экспериментатору не только не приходится жаловаться на недостаток нейтронов, но, наоборот, приходится думать о том, чтобы самому защититься от их потока.

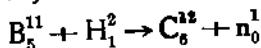
Специально произведенное исследование показало, что биологическое действие нейтронов от такого мощного источника эквивалентно действию γ -лучей от 100 г радия металла. Поэтому экспериментатору приходится или удалиться от циклотрона на расстояние в 50 м, или же поместить между собой и циклотроном толстые поглощающие экраны из парафина для замедления нейтронов и затем из бора для их поглощения. Что же касается управления циклотроном в то время, когда в нем появляется мощный пучок дейтронов, то оно должно производиться путем соответствующих приспособлений, позволяющих экспериментатору оставаться на некотором расстоянии от ускоряющей камеры циклотрона.

Наконец, источником нейтронов может служить и бор, бомбардируемый дейтронами. У бора и в этом случае ядерная реакция идет двумя путями. Наиболее вероятный путь сопровождается распадом на нейтрон и три α -частицы:



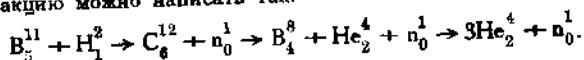
Так как в результате реакции получаются не две, а несколько частиц, то энергия распределяется между ними различным образом, и о каких-либо определенных пробегах говорить не приходится. Баланс реакции Q можно вычислить лишь на основании значения масс. Получаемое путем вычисления $Q = 6.53$ млн. электрон-вольт.

При втором пути получаются только две частицы



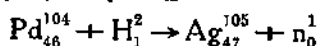
с определенными пробегами. Это позволяет найти Q из экспериментальных данных; оно оказывается равным 13.4 млн. электрон-

* Эту реакцию можно написать так:

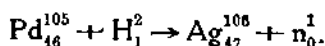


вольт. Вычисленное на основании значений масс $Q = 13.68$ млн. электрон-вольт мало отличается от экспериментального. Кроме основной группы, были наблюдаемы еще нейтроны с определенной, но меньшей энергией. Эта вторая группа дает для Q значение, равное 9.0 млн. электрон-вольт. Таким образом, мы можем заключить о существовании в ядре C_6^{12} возбужденного уровня в $13.4 - 9.0 = 4.4$ млн. электрон-вольт. Были наблюдаемы еще две добавочные группы нейтронов с энергией в 6.0 и 3.9 млн. электрон-вольт, дающие для уровней возбуждения величины $13.4 - 6.0 = 7.4$ и $13.4 - 3.9 = 9.5$ млн. электрон-вольт. Однако относительно этих двух последних уровней существует предположение, что их можно приписать реакции не с B_5^{11} , а с B_5^{10} . Общую сводку см. в табл. XIV.

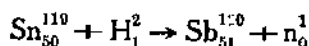
Перейдем теперь к рассмотрению нескольких реакций с тяжелыми ядрами. Остановимся на двух примерах наиболее тяжелых элементов, у которых удалось еще наблюдать реакции типа $d-p$. Эти элементы — палладий и олово. Для палладия могут быть написаны следующие реакции:



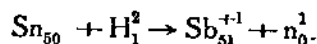
и



Эти реакции были проверены химическим путем. Были выделены, как обычное серебро, неустойчивые изотопы Ag_{47}^{105} и Ag_{47}^{106} и наблюдаемы их активности и время полураспада в 32 мин. и в 7.5 дня. Аналогичным образом были установлены реакции для олова:



и



Вторая формула реакции написана без указания изотопов олова и сурьмы, так как не удалось еще выяснить, с каким изотопом происходит соответствующая реакция.

Причину того, что реакции типа $d-p$ не были установлены для более тяжелых элементов, следует искать в том, что в результате бомбардировки дейтронами очень тяжелых элементов после вылета нейтрона образуются неустойчивые ядра, распадающиеся с испусканием α -частиц. К рассмотрению примера такой реакции типа $d-p, \alpha$ мы теперь и перейдем.

Реакций типа $d-p, \alpha$ известно только две, да и то они относятся к двум изотопам одного и того же элемента Pt. При бомбардировке платины пучком дейтронов с энергией от 4 до 5 млн. электрон-вольт были наблюдаемы два искусственных радиоэлемента с электронной активностью. Полупериоды распада этих

Сводка реакций типа d—α

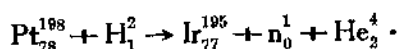
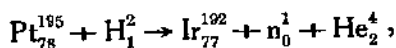
Мишень		Продукт реакции	Q (MV)		Резонанс- ные уровни (MV)	Уровни возбу- ждения (MV)	Выход n/d α (MV)
Z	Элемент		вычисл.	наблюд.			
1	H ²	He ³	3.18*	3.18			1/10 ⁷ α 0.1 8/10 ⁶ α 0.5 1.7/10 ⁵ α 0.8
3	Li ⁶ Li ⁷ Li ⁷	He ⁴ +He ³ 2He ⁴ Be ⁸	1.56 15.05 14.91	набл. 14.6 14.55			1/10 ⁶ α 0.8
4	Be ⁹	B ¹⁰	4.18	4.20		0.5 2.0 3.3	2.7/10 ⁵ α 1.0
5	B ¹⁰ B ¹¹	C ¹¹ C ¹²	6.34 13.68	6.08 13.4		4.4 7.4 9.5	1/10 ⁶ α 0.57
6	B ¹¹ C ¹² C ¹³	3He ⁴ N ¹³ N ¹⁴	6.53 —0.28* 5.47	набл. —0.28 5.2		4.0 (γ)	3/10 ⁴ α 1.0
7	N ¹⁴ N ¹⁵	O ¹⁶ O ¹⁶	5.1 9.92	набл. —1.7			2/10 ¹⁰ α 0.57
8	O ¹⁶ O ¹⁸	F ¹⁷ F ¹⁹	—1.7* 4.59	—1.7		2 (γ)	1/10 ⁶ α 2.5
9	F ¹⁹	Ne ²⁰	10.68	набл.			
10	Ne ²¹ Ne ²²	Na ²² Na ²³	4.9 7.73				
11	Na ²³	Mg ²⁴	8.8	набл.			3/10 ⁷ α 2.15
12	Mg ²⁵ Mg ²⁶	Al ²⁶ Al ²⁷	6.2 5.3				
13	Al ²⁷	Si ²⁸	8.4	набл.			2/10 ⁷ α 2.15
14	Si ²⁹ Si ³⁰	P ³⁰ P ³¹	3.9 4.3				
15	P ³¹	S ³²	7.2				
16	S ³⁴	Cl ³⁵	3.2				
17	Cl ³⁷	A ³⁸	9.1				

* Q (наблюд.) использовано для вычисления масс.

элементов были определены и оказались равными 28 мин. и 8.5 часа. Химическим путем удалось установить, что электронная активность принадлежит иридию. При составлении уравнений реакции приняты были во внимание обстоятельства, приводимые ниже.

Платина имеет пять устойчивых изотопов: 192, 194, 195, 196, 198. Так как в результате реакции поглощается дейтрон (массовое число 2) и вылетают нейтрон и α-частица (нейтрону соответ-

ствуется число — 1 и α -частице — 4), то, вычитая 3, получим следующее значение для возможных изотопов иридия: 189, 191, 192, 193 и 195. Из этих изотопов 191 и 193 отпадают потому, что они устойчивы, а 189 потому, что он должен был бы испускать позитроны. Таким образом, остаются только два изотопа иридия, которые могут быть использованы для формул реакции Ir_{77}^{192} и Ir_{77}^{195} . После этих замечаний уже не трудно написать самые формулы:



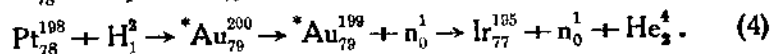
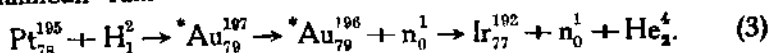
В самом деле, взяв суммы верхних и нижних значков для левой и правой частей формул, получим для первой реакции:

$$195 + 2 = 197 = 192 + 1 + 4 \text{ и } 78 + 1 = 79 = 77 + 0 + 2,$$

а для второй:

$$198 + 2 = 200 = 195 + 1 + 4 \text{ и } 78 + 1 = 79 = 77 + 0 + 2.$$

Рассмотренная нами только что реакция с платиной, повидимому, может быть написана в более подробном виде на основании следующих соображений. Одновременный вылет α -частицы и нейтрона имеет очень малую вероятность, потому что α -частица, кроме энергии связи, должна преодолеть потенциальный барьер; поэтому гораздо естественнее предположить, что процесс реакции совершается ступенями. При захвате дейтрона образуется промежуточное ядро, которое испускает сначала нейтрон, а потом уже α -частицу. Следовательно, весь ход реакции может быть написан так:



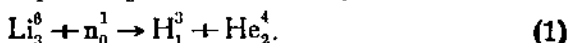
Если бы процесс закончился вылетом нейтрона, то в результате реакции получились бы неустойчивые изотопы золота, между тем в действительности были выделены путем химических операций радиоактивные изотопы иридия. Все это, вместе взятое, и заставляет нас принять тот ход реакции, который выражается формулами (3) и (4).

ГЛАВА X

БОМБАРДИРОВКА АТОМНЫХ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ

РЕАКЦИИ ТИПА $n-\alpha$. КОЛОССАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ У БОРА И ЛИТИЯ. — РЕАКЦИИ ТИПА $n-p$. УСЛОВИЯ ВОЗМОЖНОСТИ ЭТОЙ РЕАКЦИИ. — РЕАКЦИИ ТИПА $n-\gamma$. ПРИЛИПАНИЕ НЕЙТРОНОВ. — РЕАКЦИИ ТИПА $n-2n$. ОСОБЕННОСТИ БОМБАРДИРОВКИ АТОМНЫХ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ В 20 МЛН. ЭЛЕКТРОН-ВОЛЬТ.

§ 1. Реакции типа $n-\alpha$. Колоссальные эффективные сечения у бора и лития. Рассмотрим в отдельности несколько реакций типа $n-\alpha$. При бомбардировке нейтронами Li_3^6 имеет место вылет H_1^3 и He_2^4 согласно формуле

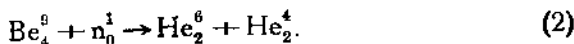


С частицей H_1^3 мы уже встречались при рассмотрении реакции типа $d-p$. Наглядное доказательство существования реакции (1) было получено при помощи фотографического метода наблюдения следов тяжелых частиц. После того как другими методами был точно измерен пробег H_1^3 и вычислена энергия, можно было определить энергию реакции Q , которая оказалась равной 4.67 млн. электрон-вольт. Подстановка значений масс в (1) дает близкую величину в 4.56 млн. электрон-вольт.

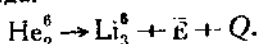
Замечательной особенностью разбираемой реакции является чрезвычайно большое эффективное сечение Li_3^6 по отношению к медленным нейтронам: на основании опытных данных можно считать, что эффективное сечение по отношению к медленным нейтронам равно $900 \cdot 10^{-24}$ см, т. е. почти в тысячу раз превосходит геометрическое сечение, которое получается при подстановке в $4\pi r^2$ значения радиуса для Li_3^6 . Объяснить это можно, только приняв во внимание, что чем медленнее нейтроны, тем больше связанная с ними длина де-Бройлевской волны (см. приложение).

Такое большое эффективное сечение имеет и практическое значение. Во многих случаях при изучении медленных нейтронов пользуются камерами, покрытыми внутри литием, что позволяет во много раз повысить чувствительность измерительных установок.

В реакции с Be_4^9 мы встречаемся с новой частицей He_2^6 . Реакция может быть написана в таком виде:



Справедливость этой формулы была установлена следующим образом. Оказалось, что при бомбардировке бериллия быстрыми нейтронами получается благородный (химически недействительный) радиоактивный газ. Таким газом мог быть, очевидно, только гелий, так как следующий благородный газ Ne_{10}^{20} не мог образоваться из Be_4^9 и n_0^1 . Полупериод распада оказался равным 0.7 сек. Была определена также максимальная энергия электронов, которая оказалась равной 3.7 млн. электрон-вольт. Пользуясь этой величиной, можно было определить массу He_2^6 при помощи реакции распада:

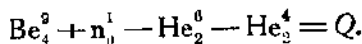


Подставив в эту формулу значение массы Li_3^6 и энергию электрона 3.7 млн. электрон-вольт, переведенную в единицы атомного веса, получим:

$$\text{He}_2^6 = 6.1086 + \frac{3.7}{932.2} = 6.0208 \text{ единиц атомного веса.}$$

Напомним, что масса электрона $\bar{e}$ ($=0.00054$) не была подставлена в предыдущую формулу не потому, что мы ею пренебрегаем, а лишь потому, что взамен вылетевшего из ядра электрона сел на периферию другой электрон (атомный номер повысился на единицу, вместо 2 у He получается 3 у Li).

Воспользуемся теперь массой He_2^6 и определим энергию реакции



Подставляя значения масс, находим

$$\begin{aligned} Q &= 9.01504 + 1.00897 - 6.0208 - 4.00389 = \\ &= -0.00068 \text{ единиц атомного веса.} \end{aligned}$$

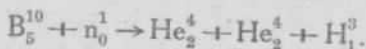
Переводя это в миллионы вольт на электрон, получим:

$$Q = -0.00068 \cdot 932.2 = -0.63 \text{ млн. электрон-вольт.}$$

Найденная отрицательная величина показывает, что действительно для реакции (2) необходимы нейтроны с энергией больше 0.5 млн. вольт, иначе говоря, быстрые.

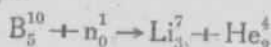
Не меньший, а, может быть, даже больший интерес, чем реакция с литием, представляет реакция с бором. При помощи фотографического метода, путем наблюдения следов тяжелых частиц в эмульсионном слое, было показано, что реакция может происходить двояким образом. Во-первых, были наблюдаемы

тройные вилки (фиг. 83), имевшие ветви заметной длины. В этом случае реакция может быть написана так:



Энергия этой реакции, подсчитанная при помощи таблицы масс (табл. XXIV), получается равною 0.41 млн. вольт на электрон. Учитывая величину пробегов и малую величину Q , приходится заключить, что эта реакция вызывается сравнительно быстрыми нейтронами.

Для второй реакции

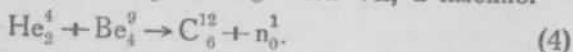


вычисленное на основании экспериментальных данных $Q = -2.5$ млн. электрон-вольт. Величина же, вычисленная из значений масс, оказывается равной 2.99 млн. электрон-вольт. Такое расхождение не может быть объяснено экспериментальными ошибками и указывает на существование возбужденного уровня, приблизительно в 0.5 млн. электрон-вольт ($2.99 - 2.5 \approx 0.5$). Эффективное сечение для бора в этой реакции равно $3000 \cdot 10^{-24}$ см., т. е. почти в три с половиной раза больше, чем для лития. Поэтому бор (вернее — вещества, содержащие бор) часто употребляется для покрытия внутренней поверхности ионизационных камер, а также в качестве экранов, поглощающих медленные нейтроны.

Мы уже на нескольких примерах могли убедиться, что ядерные реакции очень часто протекают довольно сложным путем. К числу таких сложных реакций принадлежит также реакция расщепления углерода нейтронами

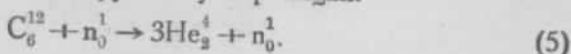


Не трудно видеть, что эта реакция, по существу, обратная той, которая была нами рассмотрена в § 2 гл. VII, а именно:



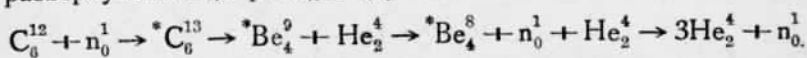
Вычисленное значение Q для этой реакции равно $+5.57$ млн. электрон-вольт, следовательно, для реакции (3) $Q = -5.57$; это значит, что она может идти только под влиянием бомбардировки нейтронами с большой энергией. Что эта реакция действительно существует, было доказано снимками двойных вилок в камере Вильсона, наполненной CO_2 .

В камере Вильсона были наблюдаемы и тройные вилки (фиг. 84), указывающие на другой путь реакции:



Фиг. 83

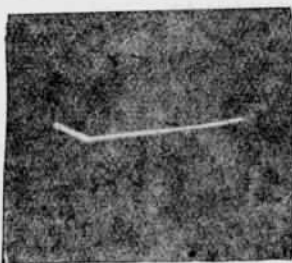
Эта реакция может быть объяснена как образование промежуточного возбужденного ядра ${}^*C_6^{12}$, которое затем распадается на три α -частицы и нейтрон. С этим процессом мы уже встречались в реакции $Be_4^9 - \alpha - n$ (см. § 2 гл. VII). Следовательно, в развернутом виде реакция (5) может быть написана так:



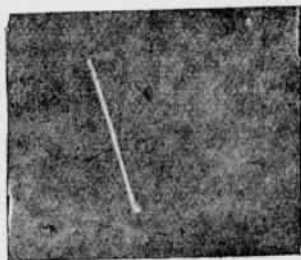
Здесь, так же как и раньше, ${}^*Be_4^9$ и ${}^*Be_4^8$ представляют собой промежуточные возбужденные ядра, распадающиеся в процессе реакции: ${}^*Be_4^9$, испуская нейтрон, а ${}^*Be_4^8$ — две α -частицы.



Фиг. 84

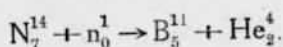


Фиг. 85

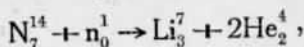


Фиг. 86

Реакции типа $n-\alpha$ также неоднократно наблюдались в камере Вильсона. Возьмем, напр., реакцию $N-n-\alpha$. Формула этой реакции может быть написана в таком виде:

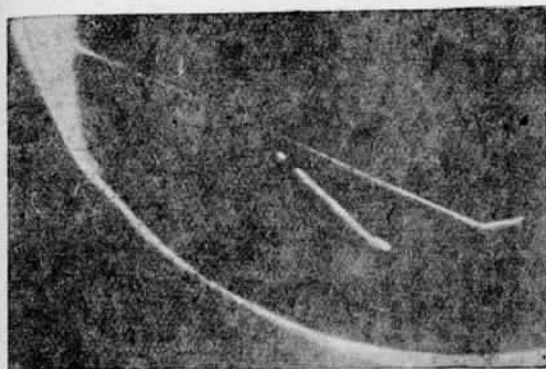
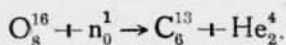


На фиг. 85 приведена типичная фотография расщепления азота с вылетом α -частицы. Следа нейтрона, конечно, нет, так как он не ионизует молекул на своем пути. Более толстый след принадлежит ядру отдачи B_5^{11} , а более тонкий α -частице. Фотография фиг. 86 соответствует реакции $N-n-p$. На фиг. 87 приведен фотографический снимок следов от реакции $N-n-\alpha$, но соответствующей нейтрону с очень большой энергией, в результате чего пробег α -частицы получился очень большим; такие случаи встречаются очень редко. Рядом, на той же фиг. 87, оказался снимок обычного случая расщепления азота, который позволяет сделать наглядное сравнение между энергиями α -частиц. Еще более редкий, если не единственный, случай расщепления азота приведен на фиг. 88. Повидимому, получившаяся на фотографии вилка принадлежит реакции



так как две ветви этой вилки имеют одинаковые пробеги и, следовательно, принадлежат двум одинаковым частицам.

Удалось наблюдать в камере Вильсона также расщепление атома кислорода:



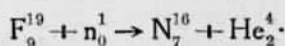
Фиг. 87



Фиг. 88

Соответствующий этой реакции снимок приведен на фиг. 89.

В наполненной фтором камере Вильсона наблюдались случаи расщепления фтора нейтроном (фиг. 90), согласно реакции:



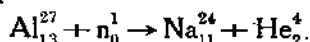
Фиг. 89



Фиг. 90

Наблюдались случаи расщепления нейтронами и более тяжелых элементов. Убедиться в правильности сделанных предположений относительно неустойчивых продуктов, получающихся при ядерных реакциях, можно было или посредством химических операций, или же путем сравнения с результатами других реакций. Табл. XV дает сводку тех сравнений, которые можно было сделать для реакции типа $n-\alpha$. Так, напр., из этой таблицы

видно, что при бомбардировке Al_{13}^{27} нейтронами получается радиоэлемент Na_{11}^{24} (см. столбец третий). Иначе говоря, должна иметь место реакция



Подтверждением правильности этой реакции может служить то обстоятельство, что активный элемент с периодом полураспада в 14,8 часа, получающийся при бомбардировке алюминия нейтронами, выделяется вместе с натрием (доказано химической операцией, см. графу 5-ю табл. XV), а также то, что Na_{11}^{24} с тем же периодом полураспада наблюдается у реакций: $\text{Na} - n - \gamma$, $\text{Mg} - n - p$, $\text{Na} - d - p$, $\text{Mg} - d - \alpha$ (последняя графа табл. XV). Точно таким же образом доказывается и правильность остальных данных, приведенных в третьей графе табл. XV.

Таблица XV

Доказательство для реакций типа $n - \alpha$ в тяжелых элементах

Мишень		Радио-активный элемент	Время T	Подтверждено химически	Также получается при реакциях
Z	Элемент				
11	Na_{11}^{23}	F_{20}^{20}	12 сек.		$\text{F} - d - p$, $\text{F} - n - \gamma$
12	Mg_{12}^{26}	Ne_{23}^{23}	33 сек.	Да	$\text{Na} - n - p$
13	Al_{13}^{27}	Na_{11}^{24}	14,8 часа	Да	$\text{Na} - n - \gamma$, $\text{Mg} - n - p$, $\text{Na} - d - p$, $\text{Mg} - d - \alpha$
15	P_{15}^{31}	Al_{13}^{28}	2,36 мин.		$\text{Al} - n - \gamma$, $\text{Si} - n - p$, $\text{Al} - d - p$, $\text{Mg} - \alpha - p$
17	Cl_{17}^{35}	P_{32}^{32}	15 дн.	Да	$\text{P} - n - \gamma$, $\text{S} - n - p$, $\text{P} - d - p$, $\text{S} - d - \alpha$
19	$\text{K}_{19}^{39,41}$	$\text{Cl}_{18}^{38,38}$	37,5 мин.	Да	$\text{Cl} - n - \gamma$, $\text{Cl} - d - p$
21	Sc_{21}^{45}	K_{42}^{42}	12,2 часа	Да	$\text{K} - n - \gamma$, $\text{K} - d - p$
22	Ti_{22}^{48}	Ca_{45}^{45}	2,3 часа		$\text{Ca} - n - \gamma$, $\text{Ca} - d - p$
25	Mn_{25}^{55}	V_{52}^{52}	3,7 мин.	Да	$\text{V} - n - \gamma$, $\text{Cr} - n - p$
27	Co_{27}^{59}	Mn_{56}^{56}	2,5 часа	Да	$\text{Mn} - n - \gamma$, $\text{Fe} - n - p$
30	Zn_{30}^{68}	Ni_{55}^{55}	100 мин.	Да	$\text{Mn} - d - p$, $\text{Cr} - \alpha - p$
31	Ga_{31}^{69}	Sn_{66}^{66}	5 мин.		$\text{Ni} - n - \gamma$ (?), $\text{Cu} - n - p$
56	Ba_{56}^{138}	Xe_{54}^{136}	3 мин.		$\text{Cu} - n - \gamma$, $\text{Zn} - n - p$
90	Th_{90}^{232}	Ra_{88}^{228}	1 мин.	Да	
92	U_{92}^{238}	Th_{90}^{234}	4 мин.	Да	

В табл. XVI дана сводка полученных результатов, относящихся к легким элементам. Такие таблицы мы уже неоднократно разбирали, и поэтому дальнейшие пояснения были бы излишни. Единственно, чем эта таблица несколько отличается от предыдущих, это то, что в ней вместо выхода даны поперечные сечения захвата (напр., для бора $3000 \cdot 10^{-24}$).

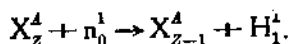
Сводка реакций типа $p \rightarrow \alpha$

Мишень		Продукт реакция	Q (MV)		Резо- нансные уровни (MV)	Уровни возбу- ждения, (MV)	Поперечное сечение в 10^{-24} см ²
Z	Элемент		вычисл.	наблюд.			
3	Li ⁶	H ³	4.56	4.67			900
4	Be ⁹	He ⁶	-0.63	набл.			
5	B ¹⁰	Li ⁷	2.99	2.43		0.5	3000
	B ¹⁰	He ⁴ +He ³	0.41	набл.			
	B ¹¹	Li ⁸	-6.6				
6	C ¹²	Be ⁹	-5.57	набл.			
	C ¹²	2He ⁴ +n ¹	-7.16	набл.			
	C ¹³	Be ¹⁰	-3.75				
7	N ¹⁴	B ¹¹	-0.32	-0.3		~6	
	N ¹⁵	B ¹²	<-8.0				
8	O ¹⁶	C ¹³	-2.36	набл.			
9	F ¹⁹	N ¹⁶	-2*	-2			2.5
10	Ne ²⁰	O ¹⁷	-0.58	-0.7		4.6	
	Ne ²¹	O ¹⁸	1.0				
11	Na ²³	F ²⁰	<-2.8	набл.			
12	Mg ²⁴	Ne ²¹	-2.3				
	Mg ²⁵	Ne ²²	0.2				
	Mg ²⁶	Ne ²³	—	набл.			
13	Al ²⁷	Na ²⁴	-2.3	набл.			
14	Si ²⁸	Mg ²⁵	-2.0				
	Si ²⁹	Mg ²⁶	1.7				
	Si ³⁰	Mg ²⁷	-3.6				
15	P ³¹	Al ²⁸	-0.8	набл.			
16	S ³²	Si ²⁹	0.7				
17	Cl ³⁵	P ³²	1.3	набл.			

и т. д.

* Q (наблюд.) использовано для вычисления масс.

§ 2. Реакции типа $p \rightarrow \alpha$. Условия возможности этой реакции. Предположим сначала, что мы имеем дело с медленными нейтронами. Для выяснения условий возможности реакции $p \rightarrow \alpha$ напишем ее в общем виде:



Разность масс $n_0^1 - H_1^1$ составляет 0.8 млн. вольт на электрон. С другой стороны, разность масс между изобарами $X_{Z-1}^A - X_Z^A$ также имеет положительное значение [так как X_{Z-1}^A получается в результате замены в X_Z^A протона на нейтрон (фиг. 75)]. Таким образом, по крайней мере часть этой энергии в 0.8 млн. электрон-вольт должна пойти на увеличение массы ядра X_Z^A . Между тем, для того чтобы протон H_1^1 имел возможность

вылететь, ему нужно иметь еще и кинетическую энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера. Все это указывает на необходимость получения энергии извне, и нейтроны, вызывающие эту реакцию, должны сами обладать достаточным запасом кинетической энергии, т. е. должны быть не медленными, а быстрыми. Кроме того, реакция типа $n-p$ может происходить только с такими элементами, у которых высота потенциального барьера приблизительно равна, или же лишь немногим больше, кинетической энергии попадающего в ядро нейтрона. Опыты вполне подтверждают это предположение. При обычном источнике нейтронов ($Rn+Be$) не удалось наблюдать этой реакции у элементов более тяжелых, чем цинк ($Z=30$). В табл. XVII приведены опытные данные, полученные до настоя-

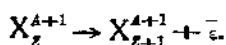
Таблица XVII

Доказательство для реакции типа $n-p$

Z	Ми-шенъ	Радио-активный элемент	Время	Подтвер-ждено хи-мически	Также получается при реакциях
8	O ¹⁶	N ¹⁶	8 сек.		F— $n-\alpha$, N— $d-p$
9	F ¹⁹	O ¹⁹	31 сек.	Да	
11	Na ²³	Ne ²³	33 сек.	Да	Mg— $n-\alpha$
12	Mg ²⁴	Na ²⁴	14.8 часа		Al— $n-\alpha$, Na— $n-\gamma$, Na— $d-p$ Mg— $d-\alpha$
13	Al ²⁷	Mg ²⁷	10.2 мин.		Mg— $n-\gamma$, Mg— $d-p$
14	Si ²⁸	Al ²⁸	2.36 мин.	Да	P— $n-\alpha$, Al— $n-\gamma$, Al— $d-p$, Mg— $\alpha-p$
15	P ³¹	Si ³¹	2.4 часа	Да	Si— $n-\gamma$, Si— $d-p$
16	S ³²	P ³²	15.0 дн.	Да	Cl— $n-\alpha$, P— $n-\gamma$, P— $d-p$, S— $d-\alpha$
17	Cl ³⁵	S ³⁵	80 дн.		
19	K ³⁹	A ^{39?}	4 мин.		
	K ⁴¹	A ⁴¹	110 мин.		
20	Ca ⁴²	K ⁴²	12.5 часа	Да	A— $n-\gamma$, A— $d-p$ K— $n-\gamma$, K— $d-p$, Sc— $n-\alpha$
22	Ti	Sc	1.7 часа		
			28 час.		
24	Cr ⁵²	V ⁵²	3.75 мин.	Да	Mn— $n-\alpha$, V— $n-\gamma$
26	Fe ⁵⁶	Mn ⁵⁶	2.5 часа	Да	{ Co— $n-\alpha$, Mn— $n-\gamma$, Mn— $d-p$, Cr— $\alpha-p$
27	Co ⁵⁹	Fe ⁵⁹	40 час.	Да	Fe— $d-p$
28	Ni ⁵⁸	Co ⁵⁸	20 мин.		Co— $n-\gamma$
29	Cu ⁶⁵	Ni ⁶⁵	160 мин.	Да	Ni— $n-\gamma$, Zn— $n-\alpha$
30	Zn ⁶⁴	Cu ⁶⁴	12.8 часа	Да	{ Cu— $n-\gamma$, Cu— $d-p$, Zn— $d-\alpha$, Ni— $p-n$
	Zn ⁶⁶	Cu ⁶⁶	5 мин.	Да	Cu— $n-\gamma$

щего времени; как видим, эта таблица действительно заканчи-
вается цинком. Во втором столбце таблицы приведены элементы,
которые подвергались облучению нейтронами, в третьем столбце —

Из этой формулы видно, что здесь происходит простой захват нейтрона ядром X_z^A . В результате этого захвата образуется изотоп бомбардируемого элемента X_z^{A+1} . Изотоп X_z^{A+1} оказывается в одних случаях устойчивым, в других неустойчивым, и тогда он распадается с испусканием электрона, согласно формуле



Когда образуется искусственный радиоэлемент, легко обнаружить реакцию по активности этого элемента; если же в результате этой реакции (б) получается устойчивый изотоп, то о наличии ее иногда можно заключить по поглощению нейтронов. Реакции типа $n-\gamma$ обладают двумя замечательными особенностями. Первая заключается в том, что вероятность реакции, вообще говоря, возрастает с уменьшением скорости нейтронов. Вторая особенность, так называемый селективный эффект, состоит в том, что вероятность реакции возрастает для нейтронов определенной скорости. В дальнейшем мы рассмотрим обе эти особенности более подробно, здесь же напомним лишь, что уменьшение скорости нейтронов достигается помещением на их пути экранов, содержащих водород, напр. воды или парафина (подробности в § 2 гл. VI). Что касается селективного эффекта, то он представляет собой не что иное, как резонанс; об этом эффекте мы еще будем иметь случай говорить при изложении гипотезы Бора и ее следствий (гл. XII, § 4). В столбце восьмом табл. XIX приведены ядерные реакции, которые ведут к образованию соответствующего радиоэлемента.

Отметим еще некоторые особенности, о которых можно судить на основании табл. XIX. Прежде всего резко бросается в глаза, что реакция $n-\gamma$ присуща почти всем элементам; только наиболее легкие элементы и некоторые из тяжелых не нашли себе места в этой таблице. Относительно этих тяжелых элементов можно предполагать, что с ними реакция $n-\gamma$ все-таки происходит, но периоды полураспада образующихся при этом радиоэлементов так малы или так велики, что их трудно экспериментально обнаружить. Особое место занимают шесть элементов: Y, Cd, Eu, Gd, Sm и Hg, у которых не установлено искусственной радиоактивности, но вместе с тем обнаружено очень сильное поглощение нейтронов. Что же касается γ -лучей, то они, как видно из таблицы (столбец девятый), наблюдались во многих случаях.

В столбце пятом таблицы помещены коэффициенты, показывающие, во сколько раз можно увеличить выход искусственных радиоэлементов, получающихся в результате реакции $n-\gamma$, при помощи экранов, помещенных на пути нейтронного пучка. В случае ванадия V и европия Eu применением водяных экранов соответствующей толщины удалось увеличить выход радиоэле-

Доказательство для реакций типа $n-\gamma$

Мишень	Z	Элемент	Радио-активный элемент	Время T	Чувствительность к воде	Резонансные уровни	Подтверждено химически	Также получается при реакциях	Примечания
3	Li ⁷		Li ⁸ ?	0.83 сек.	>1			Li-d-p	гамма
9	F ¹⁹		F ²⁰	12 сек.	>1			Na-n- α , F-d-p	гамма
11	Na ²³		Na ²⁴	14.8 часа	>1			{ Al-n- α , Mg-n-p Na-d-p, Mg-d- α	
12	Mg ²⁶		Mg ²⁷	10.2 мин.	>1			Mg-d-p, Al-n-p	гамма
13	Al ²⁷		Al ²⁸	2.36 мин.	>1			{ P-n- α , Si-n-p Al-d-p, Mg- α -p	$\gamma = 5.8$ MV
14	Si ³⁰		Si ³¹	2.4 часа	>1			Si-d-p, P-n-p	гамма
15	P ³¹		P ³²	15 дн.				{ Cl-n- α , S-n-p, P-d-p, S-d- α	
17	Cl ³⁷		Cl ³⁸	37 мин.	>1			Cl-d-p, K-n- α	$\gamma = 6.6$ MV
18	A ⁴⁰		A ⁴¹	110 мин.				A-d-p, K-n-p	
19	K ⁴¹		K ⁴²	12.2 часа	>1			Sc-n- α , K-d-p	гамма
20	Ca ⁴⁴		Ca ⁴⁵	2.4 часа	>1			Ca-d-p, Ti-n- α	
21	Sc ⁴⁵		Sc ⁴⁶	большое					
22	Ti ⁵⁰		Ti ⁵¹	3 мин.	40			Ti-d-p	гамма
23	V ⁵¹		V ⁵²	3.75 мин.	23			Mn-n- α , Cr-n-p	гамма
25	Mn ⁵⁵		Mn ⁵⁶	2.5 часа				{ Co-n- α , Fe-n-p, Cr- α -p, Mn-d-p	гамма
27	Co ⁵⁷		Co ⁵⁸	11 мин.	>1		Да	Ni-n-p	$\gamma = 5.0$ MV
28	Co ⁵⁹		Co ⁶⁰	~1 год	>1		Да	Co-d-p	{ гамма $\gamma = 7.4$ MV
29	Ni ⁵⁹		Ni ⁶⁰	3 часа	>1				
29	Cu ⁶⁵		Cu ⁶⁶	5 мин.	15			Zn-n-p, Ga-n- α	
29	Cu ⁶³		Cu ⁶⁴	12.8 часа	>1			{ Cu-d-p, Zn-n-p Zn-d- α , Ni-n-p	

Материал	Z	Элемент	Радио-активный элемент	Время T	Чувствительность к воде	Резо-нансные уровни	Подтвер-ждено хи-мически	Также получается при реакциях	Примечания
47	Ag ¹⁰⁷ Ag ¹⁰⁹	Ag ¹⁰⁸ Ag ¹¹⁰ Cd ⁺¹		2,3 мин. 22 сек. — 5 час. 52 часа	15 30 // 1 1 1	*		Ag—γ—n	γ = 3,7 MV
48	Cd					**		Cd—d—p	сильный поглотитель нейтронов γ = 4,1 MV
49	In ¹¹³ In ¹¹⁵	In ¹¹⁴ In ¹¹⁶ Sn ⁺¹ Sn ¹¹³		13 сек. 54 мин. 3 часа 8 мин.	15 1	**		Cd—p—n, Sn—n—p	
50	Sn							Sn—d—p	
51	Sb ^{121, 123}	Sb ^{122, 124}		18 мин. 2,5 дн. 60 дн.	>1			Sn—d—p, In—p—n	гамма
52	Te	Te ⁺¹		45 мин. 25 мин.	>1			Sb—d—p	гамма
53	Cs ¹³³	Cs ¹³⁴		1,5 часа	>1		Δ _α	Te—n—2n, Te—γ—n	
54	Ba	Ba ⁺¹		80 мин.	8			Ba—d—p	
55	La ¹³⁹	La ¹⁴⁰		1,9 дн.	12			La—d—p	
56	Pr ¹⁴¹	Pr ¹⁴²		19 час.				Nd—n—p	
57	Nd	Nd ⁺¹		1 час					
58	Sm	Sm ⁺¹		40 мин. 2 дн.					очень сильный поглотитель нейтронов γ = 3,3 MV
59	Eu	Eu ⁺¹		9,2 часа	40				очень сильный поглотитель нейтронов γ = 4,0 MV
60	Gd	Gd ⁺¹		8 час.	>1				очень сильный поглотитель нейтронов

Мягень		Радио-активный элемент	Время T	Чувствительность к воде	Резо-насные уровни	Подтвер-ждено хи-мически	Также получается при реакциях	Примечания
Z	Элемент							
65	Tb ¹⁵⁹	Tb ¹⁶⁰	3,9 часа					
66	Dy ¹⁶³	Dy ¹⁶⁵	2,5 часа	20				
67	Ho ¹⁶⁵	Ho ¹⁶⁷	35 час.	15				
68	Er	Er ⁺¹	5,8 мин. 12 час.					
69	Tm ¹⁶⁹	Tm ¹⁷⁰	8 мес.					
70	Yb	Yb ⁺¹	3,5 часа					
71	Lu ¹⁷⁵	Lu ¹⁷⁶	3,6 часа 6 дн.					
72	Hf ¹⁸⁰	Hf ¹⁸¹	~ 1 мес.					
73	Ta ¹⁸¹	Ta ¹⁸²	(200 дн.)					
74	W	W ⁺¹	23 часа	15				
75	Re	Re ⁺¹	20 час.	> 1	*			гамма
76	Os	Os ⁺¹	85 час. 40 час.					
77	Ir	Ir ⁺¹	19 час. 2 мес. 50 млн. 3 дня	> 1	**	As	Pt-d- α , Pt-n-p Au-d- α , p	$\gamma = 3,3 - 4,4$ MV
78	Pt	Pt ⁺¹	50 мин.	> 1	**	As	Pt-d-p Au-d-p	гамма поглощение, $\gamma = 4,5$ MV
79	Au ¹⁹⁷	Au ¹⁹⁸	2,7 дня	> 1				
80	Hg	Hg ⁺¹	40 час.	> 1				
81	Tl	Tl ⁺¹	1,3 часа 4 мин.					
90	Th	Th ⁺¹	25 мин.	> 1		As		новые радиоакт. серии
92	U ²³⁸	U ²³⁹	—	> 1		As		новые радиоакт. эле- менты с $Z > 92$

ментов в 40 раз, для других элементов коэффициенты меньше, но почти для всех они больше единицы.

В шестом столбце звездочками указано наличие селективного эффекта, о котором упоминалось выше; вместо числовых данных здесь поставлены звездочки потому, что резонансные уровни для нейтронов пока не могут быть даны с такой же определенностью, как для α -частиц или протонов.

В столбце седьмом содержится указание на то, что имеется и химическое доказательство образования соответствующего радиоактивного элемента.

Сводка о легких элементах приведена в табл. XX.

Таблица XX

Сводка реакций типа $n-\gamma$

Мишень		Продукт реакции	Q (MV)		Резо- нансные уровни (MV)	Уровни возбу- ждения (MV)	Поперечное сечение в 10^{-24} см ²
Z	Элемент		вычисл.	наблюд.			
1	H ¹	H ³	2.20	2.26			
	H ²	H ³	6.19				
3	Li ⁶	Li ⁷	7.12				
	Li ⁷	Li ⁸	> 2.0	набл. ?			
4	Be ⁹	Be ¹⁰	6.80				
5	B ¹⁰	B ¹¹	11.51				
	B ¹¹	B ¹²	> 1.9				
6	C ¹²	C ¹³	5.0				
	C ¹³	C ¹⁴	8.3				
7	N ¹⁴	N ¹⁵	10.78				
	N ¹⁵	N ¹⁶	2.4				
8	O ¹⁶	O ¹⁷	4.15				
9	F ¹⁹	F ²⁰	> 4.0	набл.			
10	Ne ²⁰	Ne ²¹	7.54				
	Ne ²¹	Ne ²²	9.32				
11	Na ²³	Na ²⁴	7.2	набл.			4.2
12	Mg ²⁴	Mg ²⁵	7.0				
	Mg ²⁵	Mg ²⁶	11.9				
	Mg ²⁶	Mg ²⁷	6.2	набл.			3.5
13	Al ²⁷	Al ²⁸	8.0	набл.			1.5
14	Si ²⁸	Si ²⁹	8.4				
	Si ²⁹	Si ³⁰	11.5				
	Si ³⁰	Si ³¹	5.6	набл.			2.5
15	P ³¹	P ³²	8.5	набл.			14.7
17	Cl ³⁷	Cl ³⁸	5.6	набл.			39.
18	A ⁴⁰	A ⁴¹	—	набл.			
19	K ⁴¹	K ⁴²	—	набл.			8.2
в т. д.							

§ 4. Реакции типа $n-2n$. Особенности бомбардировки атомных ядер нейтронами в 20 млн. электрон-вольт. Этот тип реакции занимает особое место среди

других типов ядерных реакций. При первом взгляде на общую формулу реакции

$$X_z^A + n_0^1 \rightarrow X_z^{A-1} + 2n_0^1 \quad (7)$$

напрашивается мысль о том, что эта реакция не сопровождается захватом нейтрона и последующим испусканием двух нейтронов; можно себе представить, что нейтрон только пролетает через ядро X_z^A и выбивает из него один из находившихся там нейтронов. Это подтверждается и сравнением с реакцией ядерного фотоэффекта

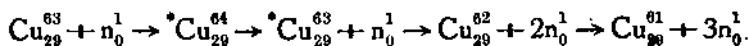
$$X_z^A + \gamma \rightarrow X_z^{A-1} + n_1^1. \quad (8)$$

Мы видим, что и в этом случае в результате реакции из ядра X_z^A образуется ядро X_z^{A-1} .

Таким образом, можно думать, что нейтрон играет в реакции (7) такую же роль, как квант γ -лучей в реакции (8). Кроме того, оказывается, что X_z^{A-1} , полученные тем и другим способами, обладают одинаковым периодом полураспада. Все это подтверждает аналогию между двумя типами реакций (7) и (8). Большинство реакций типа $n-2n$ было получено при бомбардировке атомных ядер очень быстрыми нейтронами. Для получения таких нейтронов воспользовались реакцией $Li^7_3 + d - n$, у которой Q около 14 млн. электрон-вольт. Наибольшее число реакций было получено, когда бомбардирующие дейтроны имели энергию до 6.3 млн. вольт. Так как энергия бомбардирующих частиц прибавляется к энергии вылетающих, то в результате получались нейтроны с энергией в 20 млн. вольт.

В табл. XXI дана сводка тех реакций типа $n-2n$, которые можно считать уже установленными. При взгляде на эту таблицу сразу бросается в глаза, что большинство получающихся радиоэлементов распадается с испусканием позитронов. Из шестого столбца таблицы, в котором даны примечания, мы видим, что некоторые из искусственных радиоэлементов были известны уже и ранее из реакций другого типа, некоторые же были получены впервые путем реакции $n-2n$. Кроме того, при бомбардировке атомных ядер нейтронами с энергией в 20 млн. электрон-вольт наблюдались и реакции типа $n-3n$; в этих случаях процесс реакции имеет, повидимому, ступенчатый характер.

В качестве примера такого процесса рассмотрим реакцию $Cu_{29}^{63} + n - 3n$. Формула этой реакции может быть, повидимому, написана так:



Объяснить эту реакцию можно, по всей вероятности, тем, что энергия захваченного нейтрона настолько велика, что ее хватает на вылет не одного, а трех нейтронов, при этом с точки

Доказательство для реакций типа $n-2n$

Мишень		Радио- активный элемент	Время T	Радиоактив- ность	Примечания
Z	Элемент				
4	Be ⁹	Be ⁸	—	—	Увеличение числа нейтронов
6	Ci ¹²	Ci ¹¹	20 мин.	e ⁺	Известно T
7	Ni ¹⁴	Ni ¹³	10.5 мин.	e ⁺	Известно T
8	Oi ¹⁶	Oi ¹⁵	2.1 мин.	e ⁺	Известно T
9	Fi ¹⁹	Fi ¹⁷	1.2 мин.	e ⁺	Известно T (Fi ¹⁹ — $n-3n$)
	Fi ¹⁹	Fi ¹⁸	108 мин.	e ⁺	Известно T , хим.
14	Si ²⁸	Si ²⁷	6 мин.	e ⁺	Известно T
15	Pi ³¹	Pi ³⁰	3 мин.	e ⁺	Известно T
16	S ³²	S ³¹	26 мин.	e ⁺	Новое T
17	Cl ³⁵	Cl ³⁴	33 мин.	e ⁺	Известно T , хим.
19	K ³⁹	K ³⁸	7.5 мин.	e ⁺	Известно T
20	Ca ⁴⁰	Ca ³⁹	4.5 мин.	e ⁺	Новое T
21	Sc ⁴⁵	Sc ⁴³	4 часа	e ⁺	Известно T (Sc ⁴⁵ — $n-3n$)
	Sc ⁴⁵	Sc ⁴⁴	52 часа	e ⁺	Известно T
28	Ni ⁵⁸	Ni ^{57?}	2 часа	—	Быстрые нейтроны
29	Cu ⁶³	Cu ⁶¹	3.5 часа	e ⁺	Известно T (Cu ⁶³ — $n-3n$)
	Cu ⁶³	Cu ⁶²	10.5 мин.	e ⁺ ?	Известно T (Cu — $\gamma-n$), быстрые нейтроны
30	Zn ⁶⁴	Zn ⁶³	40 мин.	e ⁺	Известно T (Zn — $\gamma-n$), хим.
31	Ga ⁶⁹	Ga ⁶⁸	55 мин.	e ⁺	Известно T (Ga — $\gamma-n?$), хим.
33	As ⁷⁵	As ^{74?}	13 дней.	—	Новое T
34	Se ⁸⁰	Se ^{79?}	56 мин.	e ⁻	Только быстрые нейтроны, хим.
35	Br ⁷⁹	Br ⁷⁸	5 мин.	e ⁺	Известно T (Br — $\gamma-n$)
37	Rb ⁸⁵	Rb ^{84?}	22 часа	e ⁻	Новое T
38	Sr ⁸⁶	Sr ^{85?}	3 часа	e ⁺	Новое T , хим.
42	Mo ⁹²	Mo ^{91?}	17 мин.	e ⁻	Известно T (Mo — $\gamma-n$)
47	Ag ¹⁰⁷	Ag ¹⁰⁶	25.5 мин.	e ⁺	Известно T (Ag — $\gamma-n$)
48	Cd ¹¹⁰	Cd ^{109?}	33 мин.	e ⁺	Только быстрые нейтроны
49	In ¹¹³	In ¹¹²	1.1 мин.	e ⁻	Известно T (In — $\gamma-n$)
51	Sb ¹²¹	Sb ¹²⁰	15.4 мин.	e ⁺	Известно T (Sb — $\gamma-n$, Sn — $d-n$)
52	Te ¹²⁸	Te ^{127?}	1.1 часа	e ⁻	Известно T (Te — $\gamma-n$)
57	La ¹³⁹	La ^{138?}	2.2 часа	—	Новое T
59	Pr ¹⁴¹	Pr ^{140?}	3 мин.	e ⁺	Новое T
79	Au ¹⁹⁷	Au ¹⁹⁶	17 мин.	—	Новое T
80	Hg ¹⁹⁸	Hg ¹⁹⁷	45 мин.	e ⁻	Новое T , только быстрые нейтроны
92	U ²³⁸	U ^{237?}	40 сек.?	e ⁻	Несколько активных уранов

зрения гипотезы Бора (§ 5 гл. XII) вылет этих нейтронов должен происходить не сразу, а последовательно. Получающийся в результате реакции неустойчивый изотоп меди Cu⁶¹₂₉ распадается с испусканием позитронов. Заметим, однако, что реакции типа $n-3n$ получены недавно и еще недостаточно изучены, поэтому возможно, что при дальнейшем более тщательном изучении трактовка их изменится.

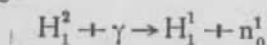
ГЛАВА XI

БОМБАРДИРОВКА АТОМНЫХ ЯДЕР γ -ЛУЧАМИ

ДЕЙСТВИЕ γ -ЛУЧЕЙ ЕСТЕСТВЕННЫХ РАДИОЭЛЕМЕНТОВ. — ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ $\text{Be} + \gamma$. — ДЕЙСТВИЕ ИСКУССТВЕННЫХ γ -ЛУЧЕЙ НА АТОМНЫЕ ЯДРА. — ЗНАЧЕНИЕ ЯДЕРНОГО ФОТОЭФФЕКТА

§ 1. Действие γ -лучей естественных радиоэлементов. Источник нейтронов $\text{Be} + \gamma$. Для расщепления дейтрона H_1^2 и бериллия Be_4^9 можно воспользоваться γ -лучами от ThC' . Все другие элементы для ядерного фотоэффекта требуют квантов с более высокой энергией. Эти кванты можно получить при помощи некоторых из тех ядерных реакций, которые были рассмотрены нами раньше.

Реакция



была открыта Чэдвиком и Гольдгабером при действии γ -лучей ThC' с энергией в 2.62 млн. электрон-вольт. Определяя пробеги получающихся при этой реакции протонов (фиг. 91), можно было найти их энергию. Так как при рассматриваемой реакции энергия распределяется почти поровну между протоном и нейтроном (массы их

почти равны между собой), то для получения баланса энергии надо энергию протона удвоить и вычесть из нее энергию γ -кванта в 2.62 млн. электрон-вольт. Путем сравнения данных различных экспериментаторов было установлено, что $Q = -2.21$ млн. электрон-вольт. Следовательно, для того, чтобы отделить протон от нейтрона, нужно затратить энергию в 2.21 млн. вольт на электрон; это так называемая энергия связи между протоном и дейтроном в ядре H_1^2 . Знание величины $Q = -2.21$ млн. электрон-вольт позволило, наконец, более точно определить массу нейтрона:

$$\begin{aligned} \text{n}_0^1 &= \text{H}_1^2 - \text{H}_1^1 - \frac{Q}{0.9322 \cdot 10^3} = 2.01473 - 1.00813 - \frac{-2.21}{932.2} = \\ &= 1.00897 \text{ единиц атомного веса.} \end{aligned}$$

Как видим, масса нейтрона оказалась больше, чем масса протона, между тем первое время после открытия нейтрона считали, что большая масса должна быть у протона.

Реакция ядерного фотоэффекта с бериллием начинается при γ -лучах с энергией значительно меньшей, чем энергия, необходимая для реакции с дейтронами. В результате реакции из ядра вылетает нейтрон, согласно формуле



Измерение пробегов протонов отдачи в камере Вильсона позволило определить энергию нейтронов. Из этих наблюдений можно было вывести энергию реакции Q , которая оказалась равной 1.6 млн. электрон-вольт. Подставляя в (1) значения масс, получим для Q довольно близкую к этому величину

$$\begin{aligned} Q &= (\text{Be}_4^9 - \text{Be}_4^8 - n_0^1) \cdot 0.932 \cdot 10^3 = \\ &= (9.01504 - 8.00792 - 1.00897) \cdot 0.932 \cdot 10^3 = \\ &= 1.72 \text{ млн. электрон-вольт.} \end{aligned}$$

Опыты, произведенные с γ -лучами от препаратов радия, вполне подтвердили, что ядерный фотоэффект вызывают не только кванты γ -лучей с энергией в 2.198 млн. электрон-вольт на нейтрон, но и кванты с энергией всего в 1.761 млн. электрон-вольт. Если же воспользоваться для этой реакции γ -лучами ThC' в 2.62 млн. электрон-вольт, то, как и следовало ожидать, получаются нейтроны с большей энергией. Заметим еще, что ядерный фотоэффект в бериллии удалось получить и при помощи рентгеновых лучей с энергией несколько меньше 2 млн. вольт.

§ 2. Действие искусственных γ -лучей на атомные ядра. Значение ядерного фотоэффекта. В последнее время удалось наблюдать ядерный фотоэффект от γ -лучей в 17.5 млн. электрон-вольт, образующихся при захвате протона ядром Li_3^7 (§ 2 гл. VIII). Стремление воздействовать на атомное ядро γ -лучами уже давно замечалось у физиков. Мы упоминали уже о неудачных попытках воспользоваться для этой цели рентгеновыми лучами, имевших место вскоре после открытия естественных радиоэлементов. В предыдущем параграфе мы, однако, указывали, что на ядра бериллия удалось подействовать рентгеновыми лучами с энергией в 2 млн. электрон-вольт. Когда же попробовали применить γ -лучи с энергией в 17.5 млн. электрон-вольт, то перед такими квантами не устояли и ядра тяжелых элементов.

Таким образом, неудача всех прежних попыток объясняется просто недостаточной энергией γ -квант. Ядерный фотоэффект еще недостаточно исследован, о чем можно судить по табл. XXII, которая содержит пока очень мало данных. В этой таблице обращает на себя внимание очень малое эффективное сечение реакции ядерного фотоэффекта: так, напр., для H_1^2 оно равно всего

$6.6 \cdot 10^{-1} \cdot 10^{-24} = 6.6 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$, для бериллия еще меньше — около $1 \cdot 10^{-28}$ при энергии γ -кванта в 2.62 млн. электрон-вольт. Нужно ожидать, что с увеличением энергии γ -квант будет возрастать и эффективное сечение ядерного фотоэффекта.

Таблица XXII

Сводка реакций типа $\gamma - n$

Мишень		Продукт реакции	Q (MV)		Резонанс- ные уровни (MV)	Уровни возбужде- ния (MV)	Поперечное сечение в 10^{-24} см^2
Z	Элемент		вычисл.	наблюд.			
1	H ²	H ¹	— 2.20*	— 2.20			$6.6 \times 10^{-4} \cdot 2.62$
2	He ⁴	He ³	— 20.61				
3	Li ⁷	Li ⁶	— 7.12				
4	Be ⁹	Be ⁸	— 1.72	— 1.6			$> 1 \times 10^{-4} \cdot 2.62$
	Be ⁹	2He ⁴	— 1.59				
5	B ¹¹	B ¹⁰	— 11.51				
6	C ¹²	C ¹¹	— 18.85				
7	N ¹⁴	N ¹³	— 10.71				
8	O ¹⁶	O ¹⁵	— 15.61				
9	F ¹⁹	F ¹⁸	— 4.0	набл.			
10	Ne ²¹	Ne ²⁰	— 7.54				
	Ne ²³	Ne ²¹	— 9.32				
11	Na ²³	Na ²²	— 12.2				
12	Mg ²⁵	Mg ²⁴	— 7.0				
	Mg ²⁶	Mg ²⁵	— 11.9				
13	Al ²⁷	Al ²⁶	— 11.1				
14	Si ²⁸	Si ²⁷	— 14.4				
	Si ²⁹	Si ²⁸	— 8.4				
	Si ³⁰	Si ²⁹	— 11.5				
15	P ³¹	P ³⁰	— 12.0	набл.			

* Q (наблюд.) использовано для вычисления масс.

Однако это возрастание не должно быть очень большим; на основании теоретических соображений можно предполагать, что и для энергии кванта в 17 млн. электрон-вольт оно в среднем не будет превышать 10^{-27} см^2 . Если же принять во внимание также то обстоятельство, что для получения γ -лучей приходится пользоваться реакцией $\text{Li}_3^7 - p - \gamma$, для которой выход составляет около $1/10^9$ при энергии протонов в 1 млн. электрон-вольт,* то по сравнению с прямой реакцией нам придется уменьшить выход в ядерном фотоэффекте еще в 10^9 раз.

Все это показывает, какие трудности приходится преодолевать при изучении ядерного фотоэффекта. Несомненно, что с увеличением мощности и энергии протонного пучка увеличится и число γ -квант, полученных при помощи реакции $\text{Li}_3^7 - p - \gamma$.

Несмотря на все указанные выше трудности, результаты, кото-

* $7/10^{10}$ для энергии в 0.44 млн. электрон-вольт (см табл. IX).

рые уже получены, поразительно интересны. Из табл. XXIII видно, что реакцию γ — n удалось проследить до элемента Ta^{181}_{73} . Многие из образующихся при реакции γ — n искусственных радиоэлементов найдены и получаются и при других ядерных реакциях (столбец шестой табл. XXIII).

Таблица XXIII

Доказательство для реакций типа γ — n в тяжелых элементах

Мишень		Продукт реакции	Время T	Радиоак- тивная частица	Другое доказательство
Z	Элемент				
1	H^2	H^1	—		
4	Be^9	Be^8	—		
8	O^{16}	O^{15}	2.1 мин.	e^+	$T(O^{15}) = 126$ сек.
15	P^{31}	P^{30}	2—3 мин.		$T(P^{30}) = 2.5$ мин.
29	Cu^{63}	Cu^{62}	10.5 мин.	e^+	Хим., $Cu \rightarrow n \rightarrow 2n$, $Co \rightarrow \alpha \rightarrow n$ ($T = 10.5$ мин.)
30	Zn^{64}	Zn^{63}	38 мин.	e^+	$Zn \rightarrow n \rightarrow 2n$, $Ni \rightarrow \alpha \rightarrow n$ ($T = 40$ мин.)
31	Ga^{69}	Ga^{68}	60 мин.	e^+	$Ga \rightarrow n \rightarrow 2n$, $Ga \rightarrow n \rightarrow \gamma$ ($T = 20$ мин., 23 часа)
35	Ga^{71}	Ga^{70}	20 мин.	e^-	Хим. $\left\{ \begin{array}{l} Br \rightarrow n \rightarrow \gamma (T = 18 \text{ мин.}, \\ 4.2 \text{ часа}, 36 \text{ час.}) \\ Br \rightarrow n \rightarrow 2n (T = 5 \text{ мин.}) \end{array} \right.$
	Br^{79}	Br^{78}	5 мин.		
	Br^{81}	Br^{80}	18 мин.	e^-	
42	Mo^{92}	Mo^{91}	4.2 часа 17 мин.		$Mo \rightarrow n \rightarrow 2n (T = 21 \text{ мин.})$
47	Ag^{107}	Ag^{106}	24 мин.		$\left\{ \begin{array}{l} Ag \rightarrow n \rightarrow \gamma (T = 22 \text{ сек.}, \\ 2.3 \text{ мин.}) \\ Ag \rightarrow n \rightarrow 2n (T = 25.5 \text{ мин.}) \end{array} \right.$
49	Ag^{109}	Ag^{108}	2.3 мин.	e^-	$In \rightarrow n \rightarrow 2n (T = 1 \text{ мин.})$ $Sn \rightarrow d \rightarrow n$, $Sb \rightarrow p \rightarrow 2n$ ($T = 13$ мин.)
	In^{113}	In^{112}	1 мин.		
51	Sb^{121}	Sb^{120}	13 мин.	e^+	$Te \rightarrow n \rightarrow \gamma (T = 45 \text{ мин.})$
52	$Te^{128},^{130}$	$Te^{127},^{129}$	60 мин.		Только один устойчивый изо- топ Ta
73	Ta^{181}	Ta^{180}	15 мин.		

Путем сравнения реакций γ — n с реакциями, дающими в качестве продукта такой же элемент, удалось выяснить в некоторых случаях, какой именно изотоп принимает участие в реакции, и таким путем разрешить различные спорные вопросы. Прекрасным примером этого может служить определение изомеров брома, о чем подробнее мы будем говорить в гл. XII.

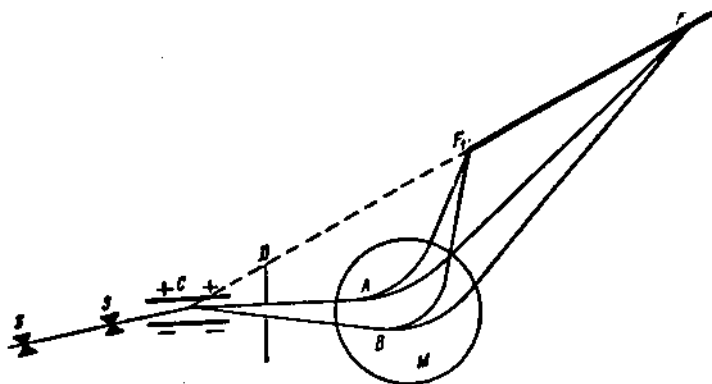
В заключение заметим, что весьма интересно будет выяснить действие на атомные ядра кванта γ -лучей с более низкой энергией, в 6—8 млн. вольт. Возможно, что с ними можно будет наблюдать и реакции другого типа, а не только γ — n .

ГЛАВА XII

СТРОЕНИЕ АТОМНОГО ЯДРА И ГИПОТЕЗА БОРА

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС. — ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ. — ИЗОТОПЫ, ИЗОБАРЫ И ИЗОМЕРЫ. — ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ УРОВНЕЙ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ПРИ ПОМОЩИ НЕЙТРОНОВ. — ГИПОТЕЗА БОРА И ЕЕ СЛЕДСТВИЯ.

§ 1. Определение масс. На примерах рассмотренных нами ядерных реакций мы могли убедиться в том, какое значение имеет для физики атомного ядра возможно точное определе-



Фиг. 92

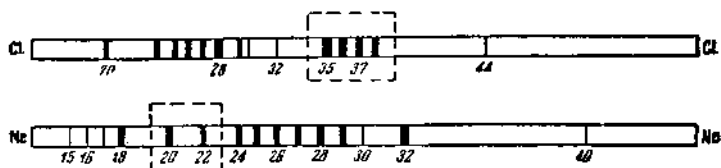
ние масс. В табл. XXIV, которой мы уже неоднократно пользовались, приведены новейшие данные, полученные путем кропотливых исследований последних лет. Чтобы дать некоторое представление о том, какая работа была проделана физиками в этом направлении, остановимся более подробно на двух методах определения атомных масс, которыми пользуются в настоящее время.

Первый метод заключается в применении специального прибора, названного масс-спектрографом. Рассмотрим сначала принцип, положенный в основу этого метода.

На фиг. 92 схематически изображен прибор Астона, которому впервые удалось разделить изотопы некоторых элементов

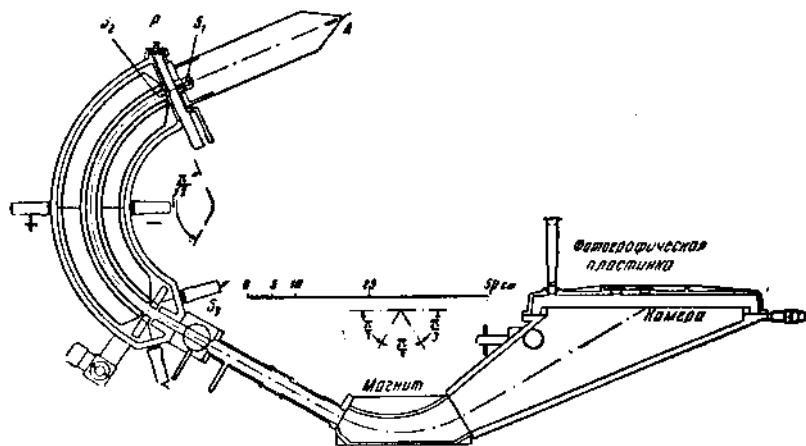
и получить довольно точные значения масс. Пучок положительных ионов (анодных лучей) проходит через две диафрагмы SS , отклоняется в конденсаторе C электрическим полем, а затем в той же плоскости, но в обратную сторону — магнитным полем M .

Ионы с меньшей скоростью отклоняются в электрическом поле сильнее, те же ионы сильнее отклоняются и в магнитном



Фиг. 93

поле, но, как уже было указано выше, в обратную сторону. Подбирая напряжения электрического и магнитного полей, Астон добился того, что пучок анодных лучей, отвечающих одному и тому же значению e/m (отношение заряда к массе), но имеющих разные скорости, практически собирался на фотографической пластинке FF_1 в одной точке. На фиг. 93 схематически представлено расположение линий на снимках Астона.



Фиг. 94

Мы видим, что линии, соответствующие изотопам хлора 35 и 37, а также изотопам неона 20 и 22, отделены друг от друга значительным промежутком. Однако для того, чтобы можно было подмечать гораздо меньшие различия в массах, нужно было произвести дальнейшие усовершенствования в этом методе. Эти усовершенствования были внесены как самим Астоном, так и некоторыми другими исследователями. На фиг. 94 изображен один

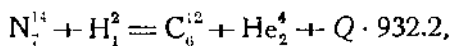
из таких усовершенствованных масс-спектрографов, построенный Бэнбриджем и Иорданом. Электрическое и магнитное поля расположены здесь по дугам окружности, стягивающим соответственно углы в $\frac{\pi}{2}$ и $\frac{\pi}{3}$; поверхности полюсов магнита были сделаны таким образом, что компенсировали влияние рассеяния магнитного поля у краев. Построенный таким образом масс-спектрограф обладал по отношению к массам пропорциональной шкалой. Разрешающая сила этого спектрографа $M/\Delta M$ доходила до 5000. Кроме того, для большей точности в определении масс, на этом спектрографе сравнивались между собой дублеты (ионы химических соединений с одинаковым массовым числом), напр.: $(O^{16}H^1)^+$ и $(N^{14}H_2^1)^+$, $(O^{16})^+$ и $(C^{12}H_4^1)^+$, $(N^{14})^+$ и $(C^{12}H_2^1)^+$,

и др.

Комбинируя и сравнивая разности масс, полученные при помощи масс-спектрографа, можно было довести экспериментальную ошибку измерения до весьма малой величины. И тем не менее только сравнительно небольшое число масс, определенных на масс-спектрографе, помещено в табл. XXIV. Оказалось, что при помощи ядерных реакций многие массы можно определить гораздо точнее, чем на масс-спектрографе, не говоря уже о том, что для некоторых элементов, напр. для неустойчивых изотопов, масс-спектрограф вовсе не пригоден.

В табл. XXIV величины, взятые из результатов измерения на масс-спектрографе, обозначены в четвертом столбце фамилиями авторов измерений: Астона, Бэнбриджа и Маттауха. Как видно из таблицы, большинство определений сделано на основании ядерных реакций. К более подробному описанию того, как это делается, мы теперь и перейдем.

Раньше мы уже неоднократно пользовались ядерными реакциями для вычисления энергии реакции Q , а затем и массы одного из реагентов. Но до сих пор мы для вычислений пользовались, собственно говоря, не исходными экспериментальными данными, а уже исправленными. О том же, как и какие делаются поправки, мы до сих пор не говорили. Чтобы лучше выяснить этот вопрос, возьмем в качестве примера реакцию



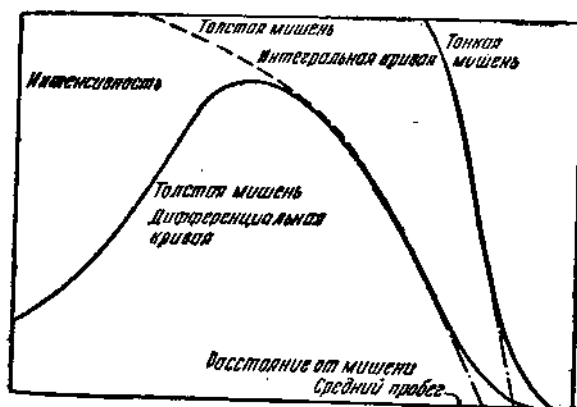
которая была изучена Кокрофтом и Левисом и на которой мы уже останавливались в § 1 гл. IX.

Пучок α -частиц наблюдался под углом в 90° к направлению бомбардирующего пучка дейтронов. Энергия дейтронов E равнялась 0.575 млн. электрон-вольт. Пробег α -частиц определялся точкой пересечения касательной в конце кривой интенсивности. Пример такой кривой для толстой и тонкой мишеней приведен на фиг. 95, где касательная в конце кривой проведена пункти-

Ядро	Масса	Ошибка в 10^{-5} м. е.	Источник	Ядро	Масса	Ошибка в 10^{-5} м. е.	Источник
n^1	1,008 97	6	$H^2 + \gamma = H^1 + n^1$	F ¹⁹	19,004 52	17	Астон $F^{19} + H^1 = F^{20} + H^1$
H ¹	1,008 13	2	Бенбридж	F ²⁰	($< 20,009$ 2) ($> 20,004$ 2		$F^{20} = Ne^{20} + e^-$
H ²	2,014 73	2	Бенбридж	Ne ²⁰	19,998 81	11	Бенбридж
H ³	3,017 05	7	$H^2 + H^2 = H^3 + n^1$	Ne ²¹	20,999 68	23	Бенбридж
He ³	3,017 07	12	$H^2 + H^2 = He^3 + n^1$	Ne ²²	21,998 64	36	Бенбридж
He ⁴	4,003 89	7	Бенбридж и Астон	Na ²²	22,000 2	50	$Na^{22} = Ne^{22} + e^+$
He ⁵	5,013 7	40	$Li^7 + H^2 = He^5 + He^1$	Na ²³	22,996 1	35	$Na^{23} + H^2 = Ne^{21} + He^4$
He ⁶	6,010 8	50	$He^6 = Li^6 + e^-$	Na ²⁴	23,997 4	45	$Na^{23} + H^2 = Na^{24} + H^1$
Li ⁶	6,016 86	20	$\{Li^6 + H^2 = Li^7 + H^1$ $\{Li^6 + H^2 = 2He^4$	Na ²⁴	23,992 4	60	$Na^{24} = Mg^{24} + e^-$
Li ⁷	7,018 18	18	Бенбридж	Mg ²⁴	24,993 8	90	$Na^{23} + He^4 = Mg^{25} + He^1$
Li ⁸	8,025 1	100	$Li^7 + H^2 = Li^8 + H^1$	Mg ²⁵	25,989 8	50	$Na^{23} + He^4 = Mg^{26} + H^1$
Be ⁸	8,007 92	28	$Be^8 + H^1 = Be^9 + He^4$	Mg ²⁶	26,992 1	150	$Mg^{27} = Al^{27} + e^-$
Be ⁹	9,015 04	25	$Be^8 + H^2 = Be^9 + He^4$	Al ²⁶	26,992 9	200	$Al^{26} = Mg^{26} + e^+$
Be ¹⁰	10,016 71	30	$\{Be^9 + H^2 = Be^{10} + H^1$ Бенбридж	Al ²⁷	26,989 9	80	$Al^{27} + H^2 = Al^{28} + H^1$
B ¹⁰	10,016 31	25	Бенбридж	Al ²⁸	27,990 3	70	$Al^{28} = Si^{28} + e^-$
B ¹¹	11,012 92	17	$B^{11} + H^2 = B^{12} + H^1$	Al ³⁰	28,990 4	200	$Al^{29} = Si^{29} + e^+$
B ¹²	($< 12,019$ 9) ($> 12,018$ 6		$C^{11} = B^{11} + e^+$	Si ²⁷	26,993 1	150	$Si^{27} = Al^{27} + e^+$
C ¹¹	11,015 26	35	Бенбридж	Si ²⁸	27,986 6	60	А, и $Si^{28} + He^4 = P^{31} + H^1$
C ¹²	12,003 98	10	$C^{11} + n^1 = C^{12} + H^1$	Si ²⁹	28,986 6	60	Астон $Al^{27} + He^4 = Si^{30} + H^1$
C ¹³	13,007 61	15	$C^{12} + H^2 = N^{13} + n^1$	Si ³⁰	29,983 2	90	$Si^{31} = P^{31} + e^-$
C ¹⁴	14,007 67	12	Бенбридж	P ³⁰	30,983 2	60	$P^{30} = S^{31} + e^+$
N ¹³	13,010 04	13	$C^{13} + H^2 = N^{13} + n^1$	P ³¹	30,981 3	150	$A, \text{ и } Si^{28} + He^4 = P^{31} + H^1$
N ¹⁴	14,007 50	8	Бенбридж	P ³²	31,984 1	50	$P^{32} = S^{32} + e^-$
N ¹⁵	15,004 89	20	$F^{19} + n^1 = N^{16} + He^4$	S ³²	31,982 3	50	Астон $P^{31} + He^4 = S^{34} + H^1$
N ¹⁶	~ 16,011	200	$O^{15} = N^{15} + e^+$	S ³⁴	33,978	30	$Cl^{34} = S^{34} + e^+$
O ¹⁵	15,007 8	40	Бенбридж	Cl ³⁴	33,981	200	$S^{32} + He^4 = Cl^{35} + H^1$
O ¹⁶	16,000 000	7	$O^{16} + H^2 = O^{17} + H^1$	Cl ³⁵	34,980 3	300	Астон $Cl^{35} = A^{38} + e^-$ (Raa + γ)
O ¹⁷	17,004 50	24	М. таух	Cl ³⁷	36,977 9	120	$Cl^{35} + He^4 = A^{38} + H^1$
O ¹⁸	18,003 09	30	$O^{16} + H^2 = F^{17} + n^1$	A ³⁸	37,981	300	Бенбридж
F ¹⁷	17,007 6	30	$O^{18} + H^1 = F^{18} + n^1$	A ⁴⁰	37,974	250	
F ¹⁸	18,005 6	40			39,975 04	30	

рож. Касательная проводится для того, чтобы можно было из экспериментальной кривой интенсивности извлечь некоторую определенную величину; конец кривой для этой цели не годится, так как там всегда оказывается очень мало точек, и поэтому трудно бывает установить, где именно кончается кривая. Пробег, определенный при помощи касательной к кривой интенсивности, носит название экстраполированного пробега.

Теоретическое рассмотрение вопроса показывает, что для правильного вычисления нужно пользоваться не экстраполированным пробегом, а средним. Средний пробег можно определить как такой, длины которого достигает, по крайней мере, половина всех исследуемых частиц. Однако так определить пробег можно только при идеальных условиях (напр., для активного



Фиг. 95

осадка естественных радиоактивных элементов), в реальных же условиях искусственного расщепления атомных ядер, когда расщепленные атомы находятся внутри вещества мишени, этот средний пробег нужно вычислить, исходя из пробега экстраполированного.

Вычисление производится двумя путями, смотря по

тому, наблюдается ли широкий или узкий пучок вылетающих частиц. Избавиться от введения сложных и запутанных поправок можно будет только тогда, когда непосредственный метод определения масс при помощи масс-спектрографа будет давать достаточную точность.

§ 2. Энергия связи и энергетические уровни. Точное знание ядерных масс позволяет сделать весьма интересные и важные заключения об энергии связи отдельных частиц в различных атомных ядрах. Мы уже встретились с энергией связи при рассмотрении расщепления дейтрона γ -лучами. Оказалось (см. гл. XI, § 1), что для нейтрона в дейтроне эта энергия равна 2.21 млн. электрон-вольт. Выражая эту величину в единицах атомного веса, получим:

$$\frac{2.21}{0.932 \cdot 10^3} = 0.00237 = 2.37 \cdot 10^{-3} \text{ единиц атомного веса.}$$

Эта величина и дана в табл. XXV.

Энергии связи у нейтронов, протонов и α -частиц
(в тысячных долях единицы массы)

А. Нейтроны

Z	I=0			I=1		I=2		I=3			
	N	нечетн.	четн.		нечетн.	четн.	нечетн.	четн.	нечетн.	четн.	
1	H ²	2,37	22,15	H ³		6,65					
2	He ³				He ⁵	<0,8		He ⁶		1,9	
3					Li ⁷		7,65	Li ⁸	~2		
4					Be ⁹	1,85		Be ¹⁰		7,30	
5				B ¹¹	12,36	B ¹²	~3				
6	C ¹²	11,51	20,25	C ¹³	5,34	C ¹⁴		8,91			
7	N ¹⁴				N ¹⁵		11,58	N ¹⁶	~3		
8	O ¹⁶				O ¹⁷	4,47		O ¹⁸		9,8	
9	F ¹⁸			11,0	F ¹⁹		10,1	F ²⁰	~6		
10				Ne ²¹	8,10	Ne ²²		10,0			
11				Na ²³		13,1	Na ²⁴	7,7			
12				Mg ²⁵	7,6		Mg ²⁶	13,0	Mg ²⁷	6,7	
13				Al ²⁷		12,0	Al ²⁸	8,6	Al ²⁹		
14	Si ²⁸	15,5		Si ²⁹	9,0		Si ³⁰	12,4	Si ³¹	6,0	
15						P ³¹		12,9	P ³²	9,2	

Б. Протоны

N	I = 2			I = 1			I = 0			I = -1				
	Z	НОЧЕТН.	ЧЕТН.		НОЧЕТН.	ЧЕТН.		НОЧЕТН.	ЧЕТН.		НОЧЕТН.	ЧЕТН.		
1	Ar S ³⁶	9.9	15.3				H ¹	2.37						
2														
3						Li ⁷	10.7		H ²		21.29	He ³		5.79
4						Be ⁹		~18	Li ⁸	4.9	18.39			
5						B ¹¹	11.92		Be ¹⁰	6.86				
6						C ¹³		~20	B ¹⁰		17.07	C ¹¹		9.18
7						N ¹⁵	10.91		C ¹²					
8						O ¹⁷		15	N ¹⁴	8.24	13.02	N ¹³	2.07	
9						F ¹⁹	7.30		O ¹⁶			O ¹⁵		7.8
10								16	F ¹⁸	7.0		F ¹⁷	0.5	
11						Ne ²¹			Ne ²⁰		13.84			
12						Na ²³	10.7		Na ²²	7.6				
13						Mg ²⁵		11.7	Mg ²⁴		11.8			
14						Al ²⁷	8.0		Al ²⁶	9.0				
15						S ³³		11.8	S ³²		11.4			
16						P ³¹	7.0		P ³⁰	6.5				
						S ³²		10.1						

В. α -частицы

<i>Z</i>	<i>I</i> = - 1	0	1	2	3
3		Li ³ 1.76	Li ³ 2.76		
4		Be ⁴ -0.14	Be ⁴ 2.5	Be ¹⁰ 8.0	
5		B ¹¹ 4.44	B ¹¹ 9.15	B ¹¹ ~ 10	
6		C ¹² 7.83	C ¹² 11.32	C ¹² 12.93	
7		N ¹⁴ 12.70	N ¹⁴ 11.92	N ¹⁴ ~ 12	
8	Os ¹⁶	O ¹⁶ 7.87	O ¹⁷ 7.00	O ¹⁶ ~ 7.87	
9	Fr ¹⁷	Fr ¹⁸ ~ 5.8	Fr ¹⁹ 4.26	Fr ¹⁹ ~ 8	
10		Ne ²⁰ 5.08	Ne ²¹ 8.71	Ne ²² 8.94	
11		Na ²³ 9.3	Na ²³ 12.3	Na ²³ ~ 14	
12		Mg ²⁴ 10.3	Mg ²⁵ 9.8	Mg ²⁶ 12.8	
13		Al ²⁶ 11.2	Al ²⁷ 10.1	Al ²⁸ 11.0	
14		Si ²⁸ 9.7	Si ²⁹ 11.1	Si ³⁰ 10.5	
15		P ³⁰ 8.6	P ³¹ 9.5	P ³² 10.1	
16		S ³² 8.2		S ³⁴ ~ 9	
17		Cl ³⁵ ~ 11	Cl ³⁶ 7.9		
18				Ar ³⁸ ~ 8	

Рассмотрим, как составлена эта таблица, и приведем несколько примеров вычисления энергии связи. В табл. XXV приведены данные для нейтронов, протонов и для α -частиц. Элементы разделены на группы с одинаковым изотопным числом (это число представляет собой разность между числом нейтронов и числом протонов в ядре). Группы подразделяются на подгруппы с нечетным или с четным количеством рассматриваемых частиц. Для дейтрона H_1^2 , таким образом, имеем атомный номер $Z=1$, изотопный номер $I=1-1=0$, число нейтронов 1—нечетное; для частицы H_1^1 имеем $Z=1$, $I=2-1=1$, число нейтронов 2—четное.

Определим энергию связи нейтрона. Для вычисления массы H_1^3 воспользуемся прежде всего формулой (1а), приведенной в § 2 гл. IX. Подставляя в (1а) численные значения $Q=3.98$ млн. электрон-вольт, $H_1^2=2.01473$ и $H_1^1=1.00813$, получим:

$$H_1^3 = 2 \cdot 2.01473 - 1.00813 - \frac{3.98}{0.932 \cdot 10^3} = \\ = 3.01705 \text{ единиц атомного веса.}$$

Вычитая из массы H_1^3 массу H_1^2 , находим разность

$$H_1^3 - H_1^2 = 3.01705 - 2.01473 = 1.00232.$$

Эта разность меньше массы нейтрона на величину

$$n_0^1 - (H_1^3 - H_1^2) = 1.00897 - 1.00232 = 0.00665 = \\ = 6.65 \cdot 10^{-3} \text{ единиц атомного веса.}$$

Таким образом, оказывается, что если отщепить от H_1^3 нейтрон, то при этом должна быть затрачена энергия на пополнение дефекта массы $\Delta m = 6.65 \cdot 10^{-3}$ единиц атомного веса. Эта энергия и есть энергия связи нейтрона в ядре H_1^3 .

Очень просто определить энергию связи нейтрона в ядре He_2^4 , для которого $Z=2$, $I=2-2=0$. Разность масс по табл. XXIV составит

$$He_2^4 - He_2^3 = 4.00389 - 3.01707 = 0.98682 \text{ единиц атомного веса.}$$

Эта величина меньше массы нейтрона на

$$1.00897 - 0.98682 = 22.15 \cdot 10^{-3} \text{ единиц атомного веса.}$$

Из табл. XXV видим, что энергия связи нейтрона с ядром He_2^4 имеет, по сравнению с другими, наибольшую величину.

Определим теперь энергию связи протона для того же ядра He_2^4 . Аналогично предыдущему находим:

$$He_2^4 - H_1^1 = 4.00389 - 1.00813 = 2.99576 \text{ единиц атомного веса.}$$

Эта величина меньше протона на

$$1.00813 - 0.98684 = 21.29 \cdot 10^{-3} \text{ единиц атомного веса.}$$

Итак, энергия связи у протона в He_2^4 оказывается несколько меньшей.

Для лития Li_3^7 ($Z=3$ и $I=4-3=1$) находим энергию связи нейтрона

$$\begin{aligned} (\text{Li}_3^7 + n_0^1) - \text{Li}_3^7 &= (6.01686 + 1.00897) - 7.01818 = \\ &= 7.65 \cdot 10^{-3} \text{ единиц атомного веса.} \end{aligned}$$

Энергия связи протона в этом случае будет:

$$\begin{aligned} (\text{He}_2^6 + \text{H}_1^1) - \text{Li}_3^7 &= (6.0208 + 1.00803) - 7.01818 = \\ &= 10.7 \cdot 10^{-3} \text{ единиц атомного веса.} \end{aligned}$$

Наконец, энергию связи α -частицы в ядре Li_3^7 получим следующим образом:

$$\begin{aligned} (\text{He}_2^4 + \text{H}_1^1) - \text{Li}_3^7 &= (4.00389 + 3.01705) - 7.01818 = \\ &= 2.76 \cdot 10^{-3} \text{ единиц атомного веса.} \end{aligned}$$

Возьмем еще для примера C_6^{11} ($Z=6$, $I=5-6=-1$) и определим энергию связи протона.

$$\begin{aligned} (\text{B}_5^{10} + \text{H}_1^1) - \text{C}_6^{11} &= (10.01631 + 1.00813) - 11.01526 = \\ &= 9.18 \cdot 10^{-3} \text{ единиц атомного веса.} \end{aligned}$$

Из табл. XXV можно извлечь много полезного и интересного. Так, напр., небольшая связь нейтрона в ядре Be_4^9 объясняет, почему препарат $(\text{Rn} + \text{Be})$ удобен как источник нейтронов. Этой же небольшой связью объясняется и наличие ядерного фотоэффекта у Be_4^9 от γ -лучей радия (§ 1 гл. XI). Из той же таблицы мы видим, что наиболее крепко построенной из элементарных частиц оказывается α -частица. У ядер с четным числом нейтронов энергия связи больше, чем у ядер с нечетным числом; то же самое можно сказать и относительно энергии связи у протонов.

На основе табл. XXV можно было бы привести еще несколько соображений о строении ядер отдельных элементов, но и сказанного уже вполне достаточно, чтобы еще раз подчеркнуть то громадное значение, какое имеет для физики атомного ядра точное знание масс. Зная массы отдельных ядер, можно указать не только, какие элементарные частицы входят в состав ядра, но и насколько прочно они между собою связаны. Это, в свою очередь, может дать некоторые сведения о внутриядерных силах. Совершенно очевидно, что поскольку точное определение ядерных масс закан-

Уровни возбуждения в ядре

Ядро	Номер	Уровень			Источники	Улучши
		Энергия MV	Ширина KV	Масса ядра		
Li ⁷ Be ⁸	1	0.44	—	7.01865	Li ⁶ — d — pP	~ 0.4 Li ⁷ — α — α
	1	2.9	780	8.0111	Be ¹¹ — p — αP, Be ¹⁰ — d — αP	17.5 MV 4 → 0
	2	~ 4.8	~ 1400	8.0131	Li ⁸ — e ⁻ — αP	10—14 MV 4 → 1, 2
	3	6—12	широкий	8.014—20	Be ¹⁰ — d — αP, Li ⁸ — e ⁻ — αP	(из Li ⁷ — p — γ)
	4	17.50	9	8.02672	Li ⁷ — p — γR	(из Li ⁷ — p — γ)
Be ¹⁰ B ¹⁰	5	17.86	широкий	8.02711	Li ⁷ — p — γR	
	1	2.4	узкий	10.0193	Be ⁹ — d — pP?	
	1	0.5	"	10.0169	Be ⁹ — d — nP	
	2	2.0	"	10.0185	"	
	3	3.3	"	10.0198	"	
B ¹¹	4	7.28	широкий	10.02413	Be ⁸ — p — γR	(из Be ⁹ — p — γ)
	1	2.14	узкий	11.01522	Be ¹⁰ — d — pP	
	2	4.43	"	11.01768	"	
	1	4.3	"	12.0086	"	
C ¹²	2	7.0	"	12.0115	N ¹⁴ — d — αP, Be ¹¹ — d — nP	2.7 MV 2 → 1
	3	9.5	?	12.0142	Be ⁹ — α — nP?	(Be ⁹ — α — n, Be ¹¹ — α — n)
	4	16.07	~ 10	12.02125	Be ⁹ — α — nP, Be ¹¹ — d — nP?	4.3 MV 1 → 0 (Be ⁹ — d — n, Be ¹¹ — d — n, N ¹⁴ — d — α)
	1	0.8	узкий	13.0085	Be ⁹ — α — nP?	7.0 MV 2 → 0 (Be ⁹ — α — n, Be ¹¹ — d — n, N ¹⁴ — d — α)
C ¹³	2	3.6	"	13.0115	Be ¹¹ — p — αR, Be ¹¹ — p — γR	15 MV 4 → 0 (Be ¹¹ — p — γ)
	3	4.0	"	13.0119	Be ¹⁰ — α — pP	
	4	4.9	"	13.0129	"	
	5	6.0	"	13.0141	"	
	6	12.9	300	13.0215	Be ⁸ — α — nR	
	1	2.25	~ 20	13.01246	C ¹² — p — γR	2 MV 1, 2 → 0 (C ¹³ — p — γ,
N ¹⁴	1	2.32	~ 20	13.01256	C ¹³ — p — γR	
	2					

1	N ¹⁴	0—4	узкий	несколько уровней	В II — α — nP	4.0 MV 2 → 0 (C ¹³ — d — n)
2		4.0	"	14.0118	C ¹³ — d — nγ	
3	N ¹⁵	14.8	500	14.0234	B ¹⁰ — α — pR	
1		5.42	узкий	15.01072	N ¹⁴ — d — pP	
2		13.4	~400	15.0192	B ¹¹ — α — nR	
1	O ¹⁶	10.7	700	16.0115	C ¹³ — αR	
1	O ¹⁷	0.82	узкий	17.00538	O ¹⁶ — d — pP	
2		4.6	"	17.0094	Ne ²⁰ — n — αP	
1	F ¹⁸	8.2	~150	18.0144	N ¹⁴ — α — pR	6.0 MV 2 → 1 (F ¹⁹ — p — γ)
1	Ne ²⁰	7.2	?	20.0065	F ¹⁹ — p — γP	
2		13.20	<4	20.01298	"	R
3		13.5	широкий	20.0133	"	R
4		13.73	<12	20.01356	"	R
5		13.78	<15	20.01359	"	R
6		14.22	узкий	20.01408	"	R
7		14.85	?	20.01444	"	R
1	Ne ²²	0.6	узкий	21.9993	F ¹⁹ — α — pP	
2		1.5	"	22.0003	"	
3		3.5	"	22.0024	"	
4		4.6	"	22.0036	"	
1	Na ²³	1.3	"	22.0016	F ¹⁹ — α — nP	
2		1.6	"	22.0019	"	
1	Na ²⁵	14.5	100	23.0117	F ¹⁹ — α — pR	
2		14.8	130	23.0120	"	
1	Na ²⁴	8.20	узкий	24.0008	Na ²³ — d — pP	0.95 MV 1 → 0 или 2 → 1
1	Mg ²⁴	1.0 или 2.0	"	23.9935	Na ²⁴ — e ⁻ — γ	1.93 MV 2 → 1 или 1 → 0 2.9 MV 2 → 0 (Na ²⁴ — e ⁻)
2		2.9	"	или 9845	"	
3		12.2	широкий	23.9954	Na ²³ — p — γR	
1	Mg ²⁵	0.7	узкий	24.0055	Al ²⁷ — d — αP	
1	Mg ²⁶	2.3	"	24.9916	Na ²³ — α — pP	
2		4.0	"	25.9923	"	
3		5.0	"	25.9941	"	
1	Al ²⁷	0.98	"	25.9952	Mg ²⁶ — α — pP	1.3 MV методом поглощения (Mg ²⁷ — e ⁻)
2		0.68	"	26.9910	Al ²⁷ — d — pP	
3	Al ²⁸	2.69	"	27.9910	"	
4		3.67	"	27.9932	"	
5		5.15	"	27.9942	"	
6			"	27.9958	"	

Ядро	Номер	Уровень			Источник	γ-лучи
		Энергия MV	Ширина KV	Масса ядра		
Si ²⁸	1	2,3	узкий	27,989 1	Al ²⁸ — e ⁻ — γ	2,3 MV 1 → 0 (Al ²⁸ — e ⁻)
	2	12,0	"	27,999 5	Al ²⁷ — p — γR	
	3	13,7	10,1	28,011 3	Mg ²⁴ — α — pR	
	4	14,2	130	28,001 9	" — α — pR	
	1	2,3	узкий	29,985 7	Al ²⁷ — α — pP	
Si ³⁰	2	3,6	"	29,987 1	"	
	3	4,8	"	29,988 4	"	
	1	1,05	"	30,985 4	Si ²⁸ — α — pP	
	2	1,7	"	30,986 1	"	
	3	12,0	~100	30,997 2	Al ²⁷ — α — pR	
P ³¹	4	12,4	~100	30,997 6	Al ²⁷ — α — pR	
	5	12,75	80	30,998 0	"	
	6	13,1	130	30,998 4	"	
	7	13,5 ₁	~120	30,998 9	"	
	8	14,3	~120	30,999 7	P ³¹ — α — pP	
S ³⁴	1	x	узкий	33,980 2	"	
	2	x + 1,3	"	33,981 6	"	
	3	x + 2,8	"	33,983 2	"	
	4	x + 4,8	"	33,985 3	"	
	1	0,6	"	34,981 0	S ³² — α — pP	
Cl ³⁵	2	1,5	"	34,982 0	"	2,0 MV 1 → 0 2,5 MV 2 → 1 β-группы с разн. энерг. в 4,6 MV
	1	2,1	"	37,976 1	Cl ³⁸ — e ⁻ — γ, Cl ³⁵ — α — pP	
	2	4,5	"	37,978 7	Cl ³⁸ — e ⁻ — P, Cl ³⁵ — α — pP	
	1	4,5	"	37,980 5	Cl ³⁵ — α — pP	
	3	6,2	"		"	
Ar ³⁸	1	1,5	"	37,976 1	Cl ³⁸ — e ⁻ — γ, Cl ³⁵ — α — pP	
	2	2,1	"	37,978 7	Cl ³⁸ — e ⁻ — P, Cl ³⁵ — α — pP	
	1	4,5	"	37,980 5	Cl ³⁵ — α — pP	
	2	6,2	"		"	
	3		"		"	

чивается хлором и аргонном, постольку и наши знания об энергии связи элементарных частиц доходят лишь до тех же элементов.

Такое знание ядерных масс, с одной стороны, и знание уровней возбуждения, с другой, позволяет сделать заключение о массах возбужденных ядер. На основании эквивалентности энергии и материи следует считать, что атомное ядро, находящееся в возбужденном состоянии и, следовательно, обладающее некоторым добавочным запасом энергии, имеет большую массу, чем то же ядро в нормальном состоянии. В табл. XXVI приведены уровни возбуждения, экспериментально установленные путем изучения соответствующих ядерных реакций, а также путем наблюдения испускаемых во время реакций γ -лучей. Чтобы лучше ориентироваться в этой таблице, разберем несколько примеров.

Возьмем, напр., ядро C_6^{12} , имеющее в нормальном состоянии массу 12.00398. Это же ядро, как мы видели, получается при реакциях $N_7^{14} - d - \alpha$ и $B_5^{11} - d - n$ (§ 1 гл. IX и § 3 гл. IX). (Указание на реакцию, в которой получился тот или другой возбужденный уровень, находится в графе „Источник“ табл. XXVI. Уровни, относящиеся к одному и тому же ядру, отмечены номерами, проставленными во втором столбце таблицы.) Рассмотрим сначала уровень № 1 ядра C_6^{12} . Энергию этого уровня находим в третьем столбце таблицы, она равна 4.3 млн. электрон-вольт. Переведем эту энергию в массу и прибавляя ее к нормальной массе C_6^{12} , получим:

$$12.00398 + \frac{4.3}{932.2} = 12.0086 \text{ единиц атомного веса.}$$

Эта масса и указана в пятом столбце. В шестом столбце находится указание на ширину уровня (§ 8 гл. I). Для второго уровня энергия возбуждения равна 7 млн. электрон-вольт.

В соответствии с этим и масса возбужденного ядра будет больше:

$$12.00398 + \frac{7}{932.2} = 12.0115 \text{ единиц атомного веса.}$$

Поступая точно таким же образом, мы найдем массы ядер C_6^{12} с возбужденными уровнями в 9.5 и в 16.07 млн. электрон-вольт; соответствующие им значения масс равны 12.0142 и 12.02125 единиц атомного веса. Все эти четыре массы и приведены в столбце пятом табл. XXVI.

Как уже было указано, в столбце шестом приведены ядерные реакции, в результате которых получают возбужденные ядра. В конце символического обозначения реакций поставлена буква P , или γ , или R ; P указывает, что при данной реакции о наличии уровня судят по вылетающим частицам, γ — по испускаемым γ -лучам и, наконец, R показывает, что данный уровень резонансный. Так, напр., для уровня № 4 ядра C_6^{12} с энергией в 16.07 млн.

электрон-вольт находим в шестом столбце реакции $B_5^{11} - p - \alpha R$ и $B_5^{11} - p - \gamma R$. Из седьмого (последнего) столбца мы видим, что γ -лучи с энергией приблизительно в 15 млн. электрон-вольт (разница между значениями энергии γ -лучей и уровня объясняется экспериментальной ошибкой) действительно были наблюдаемы в случае реакции $B_5^{11} - p - \gamma$. Значок $4 \rightarrow 0$ показывает, что при испускании этих γ -лучей должен иметь место переход с уровня № 4 на основной уровень № 0.

Приведенного примера достаточно для того, чтобы разобраться во всей таблице. Заметим еще только, что в некоторых случаях, как мы могли убедиться и раньше, переход может совершаться не сразу на основной уровень, а через промежуточный.

§ 3. Изотопы, изобары и изомеры. При изучении некоторых ядерных реакций бывает трудно установить, какой из изотопов данного элемента принимает участие в реакции. Как известно, в химических реакциях нет надобности различать изотопы одного и того же элемента; больше того, при помощи химических реакций даже невозможно подметить разницу в поведении изотопов. Это и привело к тому, что разделение изотопов какого-либо элемента производится различными физическими методами, а не химическими. Иначе обстоит дело при ядерных реакциях: здесь различие между изотопами одного и того же элемента сказывается очень резко.

Если мы воспользуемся табл. XXV и сравним энергии связи какой-либо частицы, напр. протона, то, конечно, увидим, что энергия эта будет неодинакова у изотопов одного и того же элемента; так, у Li_3^7 энергия связи протона равна 10.7 единиц атомного веса, а у Li_3^6 она равна 4.9. То же самое можно сказать относительно нейтронов: у Li_3^7 энергия связи нейтрона 7.65, а у Li_3^6 всего около 2.

Если сравнить между собою уровни возбуждения у изотопов одного и того же элемента, то и здесь также видна разница. Возьмем два изотопа углерода C_6^{12} и C_6^{13} . Из табл. XXVI видно, что уровни возбуждения у них совершенно не похожи друг на друга. Очевидно, что и энергетический баланс реакции, а также и продукты реакции должны быть различными у изотопов одного и того же элемента.

В качестве примера возьмем те же изотопы C_6^{12} и C_6^{13} . При бомбардировке дейтронами у C_6^{12} продуктами реакции будут $C_6^{13} + H_1^1$ и энергия реакции $Q = 2.71$ млн. электрон-вольт, а у C_6^{13} продукты реакции $B_5^{11} + He_2^4$ и $Q = 5.24$ млн. электрон-вольт. Таким образом, совершенно очевидно, что в ядерных реакциях изотопы одного и того же элемента по своему пове-

дению отличаются друг от друга так же, как химические элементы в химических реакциях. Из этого ясно, какое значение имеет для изучения ядерных реакций точное знание количества изотопов у данного элемента и процентное содержание каждого изотопа в смеси с другими.

Наглядное представление о количестве известных в настоящее время изотопов можно было получить при помощи диаграмм, приведенных нами в § 4 гл. VI. Однако на такой диаграмме трудно дать точные сведения о процентном содержании каждого изотопа. Этот пробел восполняется табл. XXVII, в которой собраны новейшие сведения о количестве устойчивых изотопов и о том, насколько часто они встречаются. Относительное содержание в смеси дается в этой таблице в четвертом столбце и выражено в процентах.

Из диаграмм, о которых мы только что говорили, совершенно очевидно, что с точки зрения строения атомного ядра изотопы одного и того же элемента состоят из одинакового количества протонов, но имеют различное число нейтронов. С увеличением атомного номера растет и избыток нейтронов над протонами, иначе говоря, изотопное число I .

Для урана, напр., изотопное число оказывается уже таким:

$$I = (238 - 92) - 92 = 238 - 2 \cdot 92 = 54.$$

Поэтому мы должны ожидать, что число изотопов будет увеличиваться с атомным номером. Это и имеет место в действительности. Из табл. XXVII или из диаграммы мы видим, что наибольшее число изотопов встречается у тяжелых элементов. При этом, однако, следует обратить внимание на то обстоятельство, что большое количество изотопов имеют только элементы с четным атомным номером.

Атомные ядра с одинаковым массовым числом, но различными зарядами называются и з о б а р а м и. На диаграмме фиг. 75 изобары расположены по линиям, проведенным под углом в 45° к осям координат. Хотя массовые числа у изобаров и одинаковы, это не значит, конечно, что и массы их также одинаковы. В действительности между изобарами всегда наблюдается некоторая разность масс, которая в переводе на энергию доходит иногда почти до двух десятков миллионов вольт на электрон.

Некоторое представление об этих разностях может дать табл. XXVIII. В этой таблице приведены разности масс элементов с одинаковыми верхними значками, т. е. массовыми числами. Разность берется таким образом, что из массы элемента с меньшим атомным номером вычитается масса элемента с большим атомным номером; в таблице это отмечено указанием на изотопные номера I уменьшаемого и вычитаемого: первый столбец $+1$ и -1 , второй и третий столбцы 2 и 0, четвертый столбец 3 и 1. Эта таблица, так же как и некоторые другие, не доведена до конца потому, что точно известны лишь массы легких элементов.

Элемент	Z	A	% содержание	Элемент	Z	A	% содержание	Элемент	Z	A	% содержание	Элемент	Z	A	% содержание
H	1	1	99.98	Zn	30	64	50.9	Cd	48	111	13.0	Gd	64	155	21
He	2	4	0.02			66	27.3			112	24.2			156	23
Li	3	6	~10 ⁻⁹			67	3.9			113	12.8			157	17
Be	4	9	7.9	Ga	31	70	0.5	In	49	116	7.3	Tb	65	158	23
B	5	10	92.1			69	61.2			117	4.5	Dy	66	160	16
C	6	12	100	Ge	32	71	38.8	Sn	50	118	95.5			159	—
N	7	13	20.6			70	21.2			119	1.1			161	22
O	8	16	79.4			72	27.3			120	0.8			162	25
F	9	18	99			73	7.9			121	0.4			163	25
Ne	10	20	~1			74	37.1			122	15.5	Ho	67	164	28
Na	11	23	0.3	As	33	75	100			123	9.1	Er	68	165	—
Mg	12	24	99.76	Se	34	77	0.9			124	22.5			166	36
Al	13	27	0.04			78	9.5			125	9.8			167	34
Si	14	28	0.20			79	8.3			126	28.5			168	20
P	15	31	100	Br	35	80	24.0	Sb	51	127	5.5	Tu	69	169	10
S	16	32	90.03			81	48.0			128	6.8	Yb	70	171	—
Cl	17	35	0.27			82	9.3			129	56			172	9
Ar	18	36	9.73	Kr	36	83	50.7	Te	52	130	44			173	17
K	19	39	100			84	49.3			131	<0.1			174	38
Ca	20	40	77.4			85	0.42			132	2.9			176	12
Sc	21	44	11.5			86	2.45			133	1.6	Lu	71	175	—
Ti	22	46	11.1			87	11.79			134	4.5	Hf	72	176	5
V	23	51	82			88	11.73			135	6.0			177	19
Cr	24	52	100			89	56.85			136	19.0			178	28
Mn	25	55	89.6			90	16.70			137	32.8			179	18
Fe	26	56	6.2	Rb	37	85	72.7			138	33.1			180	30
Co	27	59	4.2			86	27.3			139	100	Ta	73	181	100
Ni	28	60	97.0	Sr	38	87	0.5	I Xe	53 54	140	0.08	W	74	182	22.6
Cu	29	63	0.8			88	9.6			141	0.08			183	17.3
		64	2.2			89	7.5			142	2.30			184	30.2
		65	76			90	82.4			143	4.18			185	29.9
		66	24	Y	39	91	100			144	20.67	Re	75	186	38.2
		67	0.31	Zr	40	92	48			145	10.31	Os	76	187	61.8
		68	0.06			93	11.5			146	8.79			188	1.0
		69	99.63			94	17			147	100			189	0.6
		70	93.2			95	1.5			148	0.16			190	1.4
		71	0.012			96	100			149	0.015			191	17.4
		72	6.8	Nb	41	97	14.2			150	1.72			192	25.1
		73	96.76			98	10.0			151	5.7	Ir	77	193	42.5
		74	0.77	Mo	42	99	15.5			152	8.5			194	38.5
		75	0.17			100	17.8			153	10.8	Pt	78	195	61.5
		76	2.30			101	9.6			154	73.1			196	0.8
		77	8.5			102	23.0			155	100			197	0.2
		78	7.8			103	9.8			156	100			198	35.3
		79	71.3			104	—			157	<1			199	26.6
		80	5.5			105	—			158	<1			200	7.2
		81	6.9			106	5			159	<1	Au	79	196	—
		82	100			107	—			160	89	Hg	80	197	0.15
		83	4.9			108	12			161	11			198	10.1
		84	81.6			109	14			162	100			199	17.0
		85	10.4			110	22			163	36			200	23.3
		86	3.1			111	30			164	11			201	13.2
		87	100			112	17			165	5			202	29.6
		88	6.5			113	0.1			166	18			203	6.7
		89	90.2			114	99.9			167	<1			204	30.5
		90	2.8			115	0.8			168	<1			205	69.5
		91	0.5			116	9.3			169	<1			206	1.58
		92	0.2			117	22.6			170	3			207	28.3
		93	99.8			118	27.2			171	17			208	20.1
		94	67.2			119	26.8			172	14			209	50.1
		95	27.0			120	13.5			173	15			210	—
		96	~1			121	52.5			174	5			211	>99
		97	3.8			122	47.5			175	26			212	—
		98	~1			123	1.4			176	20			213	—
		99	68			124	108			177	50.6			214	—
		100	32			125	12.8			178	49.4			215	—

Очевидно, что с точки зрения процесса ядерных реакций изобары представляют собою такие же самостоятельные единицы, как

Таблица XXVIII

Разность энергий между изобарами

$I = +1/-1$		$I = 2/0$				$I = 1/3$	
		Z и N	Нечетный	Четный			
$n^1 - H^1$	+0.84	$He^6 - Li^6$	3.9	$Li^8 - Be^8$	17	$Mg^{27} - Al^{27}$	2.2
$H^3 - He^3$	-0.02	$Be^{10} - B^{10}$	0.40	$B^{12} - C^{12}$	~15	$Al^{29} - Si^{29}$	3.8
$B^{11} - C^{11}$	-2.34	$C^{14} - N^{14}$	0.17	$N^{16} - O^{16}$	~11	$Si^{31} - P^{31}$	1.9
$C^{13} - N^{13}$	-2.34	$O^{18} - F^{18}$	-1.9	$F^{20} - Ne^{20}$	~ 8		
$N^{15} - O^{15}$	-2.9	$Ne^{22} - Na^{22}$	-1.6	$Na^{24} - Mg^{24}$	5.0		
$O^{17} - F^{17}$	-3.1	$Mg^{26} - Al^{26}$	-3.1	$Al^{28} - Si^{28}$	3.7		
		$Si^{30} - P^{30}$	-5.0	$P^{32} - S^{32}$	1.8		
		$S^{34} - Cl^{34}$	-3??	$K^{40} - Ca^{40}$	0.8		

и изотопы. Сравним, напр., время полураспада у двух изобаров Pt¹⁹⁷₇₈ и Hg¹⁹⁷₈₀: и тот и другой при распаде испускают отрицательные электроны, но у платины период полураспада 15.5 часов, а у ртути 45 минут.

Кроме указанных выше подразделений элементов на изотопы и изобары, для объяснения некоторых реакций пришлось ввести еще и подразделение на изомеры. Чтобы выяснить явление изомерии ядер, обратимся к той ядерной реакции, на которой это явление было впервые установлено. При изучении радиоактивности брома в Ленинградском радиевом институте было обнаружено при помощи камеры Вильсона, что облученный нейтронами препарат брома на другой день после облучения давал довольно интенсивное γ -излучение. Между тем было известно, что два изотопа, которые имеются у брома, Br⁷⁹₃₅ и Br⁸¹₃₅, имели полупериод распада в 18 мин. и 4.2 часа. Какой из этих полупериодов принадлежал Br⁷⁹₃₅ и какой Br⁸¹₃₅, установить нельзя было; однако можно было с уверенностью сказать, что даже бром с полупериодом в 4.2 часа не мог обнаружить наблюдаемой активности, так как она спустя сутки должна была составлять всего около $\frac{1}{60}$ начальной, т. е. величину, практически не поддающуюся наблюдению.

Все это заставляло думать, что у брома имеется еще один более продолжительный период полураспада. Дальнейшие опыты вполне подтвердили это предположение: оказалось, что существует еще один полупериод распада в 36 час. Для этого полупериода, как уже было упомянуто, было установлено наличие γ -лучей. Кроме того, такая большая продолжительность жизни дала возможность тщательно исследовать электроны, испускаемые

Изотопы и изомеры радиоброма

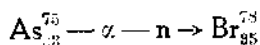
Радио-активные изотопы брома	Время полу-распада	Лучи	Реакции получения радиоактивных изотопов брома	
$^{78}_{35}\text{Br}$	6,3 мин.	e^+	$^{75}_{33}\text{As} - \alpha - n \rightarrow$	$^{78}_{35}\text{Br} - \gamma - n \rightarrow$
$^{80}_{35}\text{Br}$	18 мин.	e^-	$^{79}_{35}\text{Br} - n - \gamma \rightarrow$	$^{78}_{35}\text{Br} - n - 2n \rightarrow$
$^{80}_{35}\text{Br}$	4,2 часа	e^-	$^{79}_{35}\text{Br} - n' - \gamma \rightarrow$	$^{80}_{35}\text{Br} - p - n \rightarrow$
$^{82}_{35}\text{Br}$	36 час.	e^-	$^{81}_{35}\text{Br} - n - \gamma \rightarrow$	$^{80}_{35}\text{Br} - p - d \rightarrow$
$^{83}_{35}\text{Br}$	2,5 часа	e^-	$^{82}_{35}\text{Br} - n - \gamma \rightarrow$	$^{80}_{35}\text{Br} - p - n \rightarrow$
$^{83}_{35}\text{Br}$			$^{82}_{35}\text{Br} - d - n \rightarrow$	$^{82}_{35}\text{Br} - p - n \rightarrow$
			$^{83}_{35}\text{Br} - \gamma - n \rightarrow$	$^{82}_{35}\text{Br} - p - n \rightarrow$
			$^{84}_{36}\text{Se} - p - n \rightarrow$	$^{80}_{34}\text{Se} - p - n \rightarrow$

при распаде. Об этом мы уже говорили в § 2 гл. VI, и там же была приведена кри-вая распределения энергии у β -лучей (фиг. 74), а также дан фотографический снимок следов β -лучей брома с 36-часовым периодом в камере Вильсона с магнитным полем (фиг. 73).

Таким образом не только было твердо установлено наличие третьего периода полураспада в 36 час., но и была определена энергия β -лучей, сопровождавших этот распад. Однако объяснение этого нового факта было на первых порах затруднительно. В самом деле, три найденные периода нельзя было приписать трем различным изотопам брома, так как у брома, как это видно из табл. XXVII, только два стабильных изотопа. Можно было бы еще предположить, что третий изотоп существует, но пока не найден; однако и это предположение отпадает, потому что процентное содержание изотопа Br^{79}_{35} равно 50,7%, а изотоп Br^{81}_{35} составляет 49,3% всей смеси. Таким образом, если бы третий изотоп и существовал, то количество его было бы столь мало, что не могло бы объяснить наблюдаемой активности. В результате пришлось признать, что один из изотопов брома под влиянием облучения нейтронами дает радиоактивный бром то с одним, то с другим периодом полураспада. Некоторое время еще можно было

думать, что активность, связанная с каким-либо из трех периодов, принадлежит не бром, а какому-нибудь другому элементу, образуемому во время облучения. Однако неоднократная и весьма тщательная проверка путем химических операций, произведенная разными исследователями как в СССР, так и за границей, достоверно показала, что все три периода полураспада связаны с элементом бромом. Дальнейшими опытами удалось установить, какой именно бром обладает двумя периодами полураспада. Для того чтобы понять это, рассмотрим все те известные в настоящее время реакции, которые приводят к образованию радиоактивного брома (табл. XXIX).

Покажем теперь, что реакции, указанные в табл. XXIX, приводят к заключению о том, что двойным периодом полураспада обладает изотоп Br_{35}^{80} . Начнем с реакции облучения мышьяка α -частицами, которая ведет к образованию Br_{35}^{78} . Формула этой реакции



не возбуждает никаких сомнений, так как у мышьяка имеется только один изотоп As_{33}^{75} , и, кроме того, химическим путем было установлено, что носителем активности и в этом случае является бром. После этого сравним между собой реакции, получающиеся в результате облучения брома нейтронами и γ -лучами.

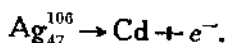
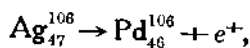
При облучении нейтронами мы имеем три полупериода распада: 18 мин., 4.2 часа и 36 час.; при облучении γ -лучами также имеем три полупериода: 6.3 мин., 18 мин. и 4.2 часа.

Таким образом, из двух устойчивых изотопов брома, Br_{35}^{79} и Br_{35}^{81} , и при облучении γ -лучами, так же как при облучении нейтронами, образуются три радиоброма; значит, и в случае реакции с γ -лучами мы встречаемся с изомерией. Имея это в виду, мы можем исключить из рассмотрения изотопы Br_{35}^{78} и Br_{35}^{82} , так как первый не получается при облучении нейтронами, а второй при облучении γ -лучами (табл. XXIX). Изотоп Br_{35}^{73} , очевидно, также нет надобности принимать во внимание, потому что он не относится ни к нейтронной, ни к γ -реакции. Остается изотоп Br_{35}^{80} , который действительно может быть получен из Br_{35}^{79} при помощи нейтронов или из Br_{35}^{81} при помощи γ -лучей. Все остальные известные реакции с бромом, как это видно из таблицы, лишь подтверждают правильность сделанного вывода.

На подробно разобранном нами случае с бромом мы имеем пример того, как путем сравнения между собой ядерных реакций можно выяснить, какой именно изотоп принимает участие в той или иной реакции. До тех пор пока неизвестны были реакции

брома с γ -лучами, нельзя было также установить, какой из изотопов брома является еще и изомером. Приведем эти случаи, для того чтобы убедиться в том, что изомерия является довольно распространенным свойством атомных ядер.

Просматривая табл. V, мы видим, что там приведены еще некоторые случаи изомерии. Изотоп серебра Ag_{47}^{107} имеет два полу-периода распада: 7.5 дня с испусканием отрицательного электрона и 25.5 мин. с испусканием позитрона:



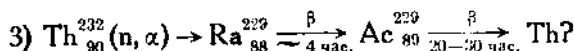
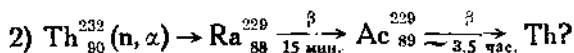
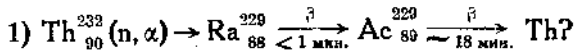
Из примера с серебром видно, что изомеры могут отличаться один от другого не только периодом полураспада, но и вылетающими при распаде частицами. Два изотопа индия In_{49}^{114} и In_{47}^{116} имеют три периода полураспада с испусканием отрицательных электронов: 13 сек., 54 мин. и 3.5 часа; следовательно, один из этих изотопов индия является изомером, но который из них — установить пока не удалось. Три изотопа иридия имеют пять периодов полураспада; относительно распределения этих периодов между изотопами известно еще меньше, чем в случае индия. Имеются данные, указывающие на существование изомеров еще у стронция, платины и золота.

Явление изомерии с несомненностью показывает, что одно и то же атомное ядро может быть в двух состояниях. Мы уже неоднократно встречались с возбужденными ядрами и в § 1 этой главы вычисляли для некоторых ядер избыток массы, который появляется в результате избытка энергии, внесенной внутрь атомного ядра. Однако рассмотренные нами до сих пор возбужденные ядра сохраняли свое возбуждение лишь весьма короткий промежуток времени. Явление изомерии показывает, что могут существовать ядра, у которых возбуждение сохраняется довольно продолжительное время. Теоретическое рассмотрение вопроса об изомерии показывает, что иногда ядро может существовать в возбужденном состоянии годы, десятки лет, сотни лет и т. д. Ядра, находящиеся столь продолжительное время в состоянии возбуждения, уже нельзя считать неустойчивыми. С другой стороны, их нужно как-то отличать от устойчивых (стабильных), так как известно, что они находятся в возбужденном состоянии. Поэтому такие ядра названы метастабильными, а их состояние возбуждения — метастабильным состоянием. В таком метастабильном состоянии могут находиться и ядра устойчивых изотопов, у которых должны наблюдаться в результате их перехода в стабильное состояние γ -лучи. Если же в таком метастабильном состоянии находится неустойчивый изотоп какого-либо элемента, то будет наблюдаться разница в периоде полураспада.

Такой именно случай и наблюдается, как мы видели, у Br_{35}^{80} и у других изомеров.

Недавно было установлено, что одно и то же ядро может существовать не только в двух, но даже в трех состояниях. Оказалось, что при бомбардировке Th_{90}^{232} (торий имеет только один изотоп, см. табл. XXVII) быстрыми нейтронами вылетают α -частицы и образуются три изомера радия Ra_{88}^{229} с периодом полураспада в 1 мин., в 15 мин. и в 4 часа. Каждый из этих изомеров, испуская отрицательный электрон, превращается в соответствующий изомер актиния. Таким образом у актиния Ac_{83}^{229} также оказываются три изомера с полупериодами распада 18 мин., 3.5 часа и около 25 час. Испуская β -частицы, актиний должен превратиться в торий. Однако, как ведет себя этот торий, пока еще не выяснено. Для иллюстрации описанных превращений приводим табл. XXIX а.

Т а б л и ц а XXIX а



Интересно отметить, что на примере трех изомеров радия мы впервые встречаемся с радием как β -излучателем. Обычный радий, как известно (см. табл. II), испускает α -лучи.

Явление изомерии открывает новые возможности в деле изучения физики атомного ядра. Несомненно, что в дальнейшем оно поможет решить несколько весьма интересных вопросов ядерной физики. Уже теперь намечены некоторые проблемы, имеющие связь с изомерией, однако они еще не окончательно выяснены теоретически и недостаточно подтверждены опытами. Поэтому мы ограничимся здесь лишь тем, что было сказано.

§ 4. Определение резонансных уровней тяжелых ядер при помощи нейтронов. Определение резонансных уровней для легких ядер представляет собой сложную и трудную экспериментальную задачу, которую удалось разрешить лишь для нескольких частных случаев. Еще труднее это сделать в том случае, когда уровни находятся при помощи нейтронов. Все-таки и в том случае были получены весьма интересные результаты, которые мы здесь приведем и которыми мы воспользуемся в дальнейшем.

Опишем сначала способ, которым можно воспользоваться для этой цели. Предположим, что имеется какой-либо детектор, напр. Ag , по которому можно судить о поглощении нейтронов,

измеряя его радиоактивность, возникшую после облучения нейтронами. Обозначим через N_0 число нейтронов, поглощенных детектором. Это число будет представлять собой сумму двух слагаемых: первое слагаемое это N_t — число нейтронов с тепловыми скоростями, второе слагаемое N_r — число резонансных нейтронов. Обозначим через $N_{\text{сд}}$ общее число нейтронов, поглощенное детектором при наличии экрана из кадмия. Тогда мы можем написать следующие уравнения:

$$N_0 = N_t + N_r,$$

$$N_{\text{сд}} = N_r,$$

так как кадмий поглощает все тепловые нейтроны, Вычитая нижнее уравнение из верхнего, получим:

$$N_0 - N_{\text{сд}} = N_t.$$

Таким образом, воспользовавшись экраном из кадмия, мы можем разделить эффекты тепловых нейтронов и нейтронов резонансных. Для определения энергии тех и других вставляются еще различной толщины экраны из бора. Определяя коэффициент поглощения и зная зависимость поглощения от скорости, которая для бора пропорциональна $1/V$,* можно определить искомую энергию.

Результаты таких измерений даны в табл. XXX. В первом столбце указаны детекторы; во втором фильтры (главным образом кадмий, за исключением одного случая $\text{Cd} + \text{Ag}$); в третьем столбце помещены полупериоды распада детекторов; в четвертом — толщина экрана из бора; в пятом дано отношение интенсивности I с экранами к начальной интенсивности I_0 , выраженное в процентах; в шестом столбце помещены коэффициенты поглощения без поправки на рассеяние нейтроном, а в седьмом — уже поправленные; наконец, в восьмом столбце даны искомые энергии. При рассмотрении этого последнего столбца сразу бросается в глаза, что энергии резонансных нейтронов, за некоторыми исключениями, очень малы. Возможно также, что эти исключения объясняются только несовершенством опытов по поглощению (неподходящие экраны). В одном случае для серебра, как видно из таблицы, удалось установить две группы, воспользовавшись комбинацией экранов из Cd и $\text{Cd} + \text{Ag}$ (группа В, § 2 гл. VI).

Приведенными здесь результатами воспользуемся и в дальнейшем при изложении гипотезы Бора.

§ 5. Гипотеза Бора и ее следствия. Рассматривая ядерные реакции, мы имели возможность убедиться в том, что атомное ядро представляет собой сложную систему, обладающую определенным запасом энергии и вместе с тем способностью

* Буквой V обозначена скорость.

Нейтронные резонансные уровни

Мишень	Фильтр	Период	Толщина экрана в г/см ²	% интен- сивности	Ковэф- фициент поглоще- ния K (см ² /г)	k поправка на рассея- ние	E (вольт)
Rh ^a		44"	0.02	35.2	28	27.9	0.028
25 Mn	Cd	150'	0.58	43	0.73	0.62	60
29 Cu	Cd	5'	0.58	~50	0.57	0.46	100
33 As	Cd	26 час.	0.58	54	0.49	0.38	150
35 Br	Cd	18'	0.58	50	0.57	0.46	100
45 Rh	Cd	44"	0.081	50	4.15	4.05	1.3
45 Rh	Cd	3.9'	0.054	~57	4.6	4.5	1.1
47 Ag	Cd	22"	0.108	63	2.8	2.7	3.0
47 Ag	Cd+Ag	22"	0.108	60	2.1	2.0	5.5
47 Ag	Cd	2.3'	0.58	51.5	0.54	0.43	120
49 In	Cd	13"	0.108	~50	3	2.9	2.6
49 In	Cd	54'	0.081	53	3.8	3.7	1.6
53 I	Cd	25'	0.58	53	0.50	0.39	140
75 Re	Cd	20 час.	0.23	64	0.83	0.72	40
77 Ir	Cd	19 час.	0.108	46	3.5	3.4	1.9
79 Au	Cd	2.7 дня	0.108	53	2.8	2.7	3.0

a — тепловые нейтроны; b — группа B.

к возбуждению. Каждая частица, входящая в состав ядра, удерживается в нем вполне определенной силой, измеряемой так называемой энергией связи. Атомные ядра отличаются друг от друга не только по числу протонов и нейтронов, но, как мы видели, существуют и более тонкие различия, приводящие к явлениям изомерии. Все это указывает на то, что при изучении ядерных реакций атомное ядро необходимо рассматривать как сложную систему и, по возможности, учитывать поведение частиц, входящих в состав ядра.

На первый взгляд может показаться, что все только что перечисленные факты настолько ясны, что ничего особенного в себе не заключают, но в действительности дело обстоит несколько иначе. Вспомним, что ядерная физика началась, собственно говоря, с изучения явлений рассеяния пучка отдельных частиц при прохождении его через материю. Естественно, что эти явления, как наиболее простые, были исследованы более тщательно и раньше других, более сложных. Вместе с тем изучение явлений рассеяния дало целый ряд весьма интересных и важных результатов (радиус ядра, поле ядра и т. д.), которые и выдвинули теорию прохождения элементарных частиц через материю на одно из видных мест в современной физике.

Но при рассеянии имеет место упругое столкновение частицы с ядром, а так как при упругом столкновении внутреннее строение ядра не принимается во внимание и ядро рассматривается

как материальная частица, имеющая определенную массу, то такое представление о ядре вначале было перенесено на процессы, сопровождающие ядерные реакции. Заслуга Бора в том и заключается, что он предложил при изучении ядерных реакций принимать во внимание взаимодействие между бомбардирующей частицей и частицами, входящими в состав бомбардирующего ядра.

Перейдем теперь к изложению основной гипотезы Бора и тех следствий, которые из нее вытекают.

Рассмотрим сначала, как можно было себе представить процесс ядерной реакции с прежней точки зрения. Мы уже имели случай указать на то обстоятельство, что первоначальные представления о ядерной реакции оказались неправильными. Предполагалось, что бомбардирующая частица действует подобно молоту, разбивающему какой-либо предмет на куски, причем сам молот от этого не изменяется. Термин „расщепление атома“ вполне соответствует такому представлению. Фотографии путей частиц для реакции $N_7^{14} - \alpha - p$, полученные Блеккетом (фиг. 76), с очевидностью показали, что такое представление неправильно. Иначе говоря, на самом деле происходит не простое расщепление атома азота, а более сложный процесс — захват α -частицы и вылет протона. Наиболее просто процесс захвата происходит в том случае, когда бомбардирующими частицами являются нейтроны; здесь, как мы знаем, захват не осложняется кулоновым полем ядра, отталкивающим заряженные частицы. Поэтому Бор и выясняет черты взаимодействия между ядром и бомбардирующей частицей прежде всего на примере ядерных реакций.

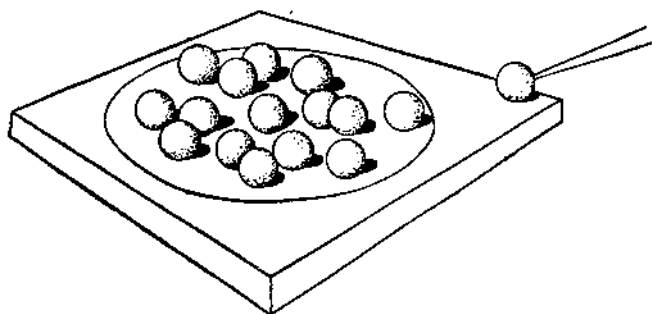
Воспользуемся теми механическими моделями, которыми пользовался Бор, для того чтобы облегчить понимание процессов ядерных превращений. Представим себе плоскую миску или тарелку, в которой находится несколько бильiardных шаров (фиг. 96). Эти шары находятся в покое и, следовательно, не обладают кинетической энергией. Что произойдет, если какой-либо шар, пущенный кием в горизонтальном направлении, попадет в тарелку?

Если бы тарелка была пуста, то шар, скатившись внутрь с одной стороны, выскочил бы с другой, сохранив всю свою кинетическую энергию. Иначе будет обстоять дело в том случае, когда в тарелке находятся шары. Движущийся шар столкнется с шарами, находящимися в тарелке, и его кинетическая энергия распределится между ними. Движение шаров и столкновения между ними будут продолжаться до тех пор, пока какой-нибудь шар не получит кинетической энергии, достаточной для того, чтобы выпрыгнуть из тарелки. Так это будет происходить, если шары упруги и движение в тарелке не сопровождается трением; при наличии трения может случиться, что почти вся кинетическая энергия превратится в теплоту и ни один шар не будет в состоянии выскочить из тарелки. Теперь от бильiardных шаров мы можем перейти к нейтронам. Прежде всего следует обратить

внимание на то обстоятельство, что гипотеза Бора требует включения в рассмотрение промежуточного ядра. Схему реакции можно представить в таком виде:

нейтрон + ядро $\rightarrow$ сложное ядро $\rightarrow$
 $\rightarrow$ ядро отдачи + вылетевшая частица (или квант энергии).

Мы уже встречались с промежуточным ядром и видели, что во многих случаях введение его необходимо для понимания процесса реакции. Следует обратить внимание еще на одно очень важное обстоятельство: нейтрон, попадая в ядро, передает свою энергию другим частицам, и проходит довольно значительный промежуток времени, прежде чем энергия сконцентрируется на какой-либо частице в таком количестве, что последняя будет в состоянии вылететь наружу. Таким образом, можно говорить

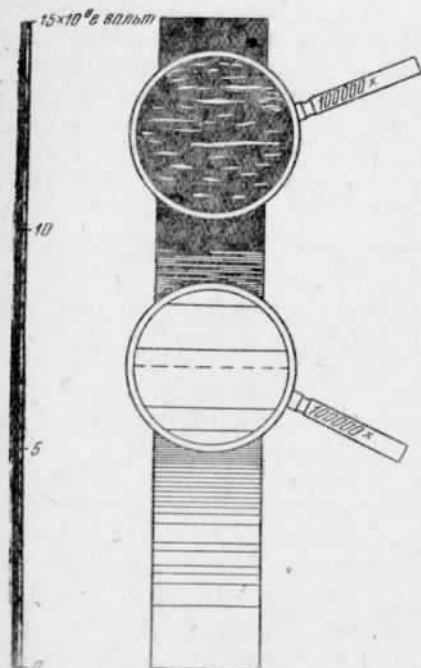


Фиг. 96

о продолжительности жизни сложного ядра. Конечно, эта продолжительность жизни в большинстве случаев сама по себе очень не велика, но все же во много раз больше того времени, которое нужно нейтрону для того, чтобы пролететь через ядро или же просто выбить какую-либо одну частицу. За время своей жизни сложные ядра могут успеть испустить γ -лучи; факты испускания γ -лучей действительно наблюдаются при бомбардировке нейтронами.

Данные об уровнях энергии по отношению к нейтронам были приведены нами в § 4. Как мы видели, нейтронные уровни расположены очень тесно, поэтому общую картину расположения этих уровней для тяжелого ядра можно представить себе так, как это дано схематически на фиг. 97. Внизу находятся уровни, соответствующие уровням γ -лучей естественных радиоактивных элементов. Эти уровни, как известно, расположены сравнительно близко один от другого, расстояние между ними составляет несколько сот киловольт (см. шкалу фиг. 97), однако по мере увеличения возбуждения уровни сближаются, а при возбуждении в 15 млн. электрон-вольт, соответствующем захвату быстрого нейтрона, они, во всей вероятности, расположены непрерывно.

Чтобы дать представление о густоте расположения уровней, на фиг. 97 изображены две линзы с увеличением в 100 000 раз. Нижняя линза соответствует области возбуждения в 8 млн. электрон-вольт; это, в среднем, как раз та энергия связи, которой обладает нейтрон в атомном ядре (табл. XXV); следовательно, эта энергия соответствует возбуждению, которое полу-



Фиг. 97

чается в результате „прилипания“ очень медленного нейтрона к ядру (пунктирная линия на фиг. 97). Если же нейтрон, попавший в ядро, обладает еще и кинетической энергией в 1 млн. электрон-вольт, то возбуждение ядра достигнет величины в 15 млн. электрон-вольт; в этой области и находится верхняя линза фиг. 97. Предположим теперь, что быстрый нейтрон с энергией в 10 млн. электрон-вольт попал в ядро. Фиг. 98 иллюстрирует процессы, которые при этом происходят. Представим себе, что можно изме-

рить температуру ядра при помощи термометра. До удара нейтрона в ядро температура была равна нулю; термометр на черт. 1 фиг. 98 стоит на нуле; черт. 2 той же фигуры показывает температуру в 1 млн. электрон-вольт, которая получилась в результате проникновения нейтрона в ядро; самое же ядро

при этом обладает энергией в $10 + 8 = 18$ млн. электрон-вольт;* эта энергия выражается в движении составных частей ядра и на рисунке — в виде неправильностей поверхностного слоя.

Далее энергия сконцентрировалась на одной частице, которая и вылетает из ядра (черт. 3 фиг. 98).

Но движение частиц все еще происходит внутри ядра, оно сохраняет неправильную форму, и температура, хотя и упала, но продолжает оставаться выше нуля. Наконец, возбужденное состояние ядра разрешается испусканием γ -луча, ядро приходит в свое нормальное состояние, и температура падает до нуля. Следует отметить еще, что диаграмма уровней начерчена по аналогии с атомом, и потому уровни, данные на фиг. 97, относятся, собственно говоря к одной частице; на самом же деле

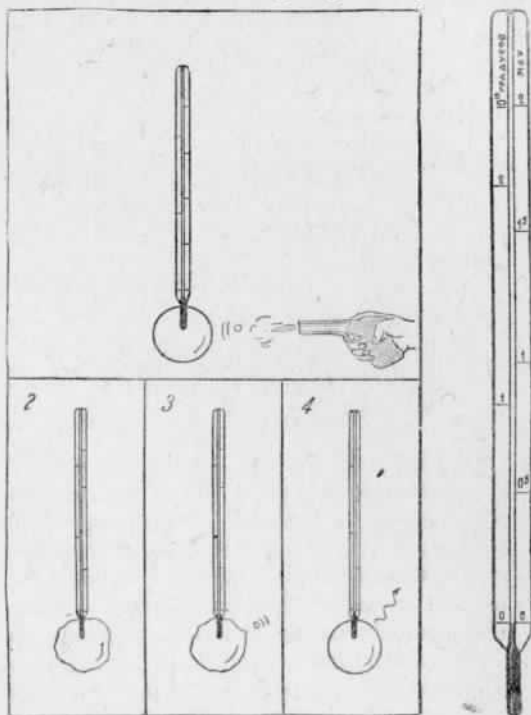
* Кинетическая энергия нейтрона + энергия связи.

энергия распределяется между несколькими частицами, и начерченный уровень представляет собой лишь сумму возбуждения отдельных частиц. Это обстоятельство не мешает, однако, проявляться резонансу точно таким же образом, как если бы уровни относились к одной частице, а не к ядру в целом; так, напр., поглощение нейтронов с кинетической энергией, соответствующей какому-либо уровню, во много раз больше, чем поглощение всех остальных нейтронов.

Все то, что было сказано о нейтронах, приложимо и к заряженным частицам, с той лишь разницей, что здесь должны быть учтены кулоновские силы отталкивания, затрудняющие проникновение в ядро. Однако и здесь мы встречаемся с явлением резонанса, облегчающим захват заряженной частицы ядром, если только ее кинетическая энергия подходит по величине к резонансному уровню ядра.

На этом закончим краткое изложение гипотезы Бора и ее следствий. Заметим только еще одно, что с каждым днем область применения идей Бора все больше и больше расширяется, и поэтому вполне вероятно, что идеи Бора в физике атомного ядра будут столь же плодотворны, как и в физике атома.

Примечание: Более тщательное исследование вопроса о взаимодействии нейтронов с атомными ядрами урана и тория привело к новому объяснению этого взаимодействия. Согласно схеме табл. (XXIXa), при бомбардировке тория должны получаться три изомера радия. Однако попытки, сделанные Ханом и Штрассманом, отделить этот радий от осажденного вместе с ним бария окончились неудачей. Поэтому они сделали предположение, что в результате бомбардировки нейтронами из ядра тория получаются новые ядра, гораздо более легкие (типа редких земель). Дальнейшие исследования, предпринятые Жолио, Фришем и другими, показали, что искусственную радиоактивность, наблюдаемую после облучения урана и тория нейтронами, действительно следует приписать сравнительно легким элементам с атомным весом равным приблизительно половине атомного веса урана или тория. Таким образом, нужно считать, что все сделанные ранее заключения о существовании транс-уранов (элементов с атомным номером 93, 94 и т. д.) и об открытии нового радиоактивного ряда $4n + 1$ оказались, по видимому, ошибочными.



Фиг. 93

ГЛАВА XIII

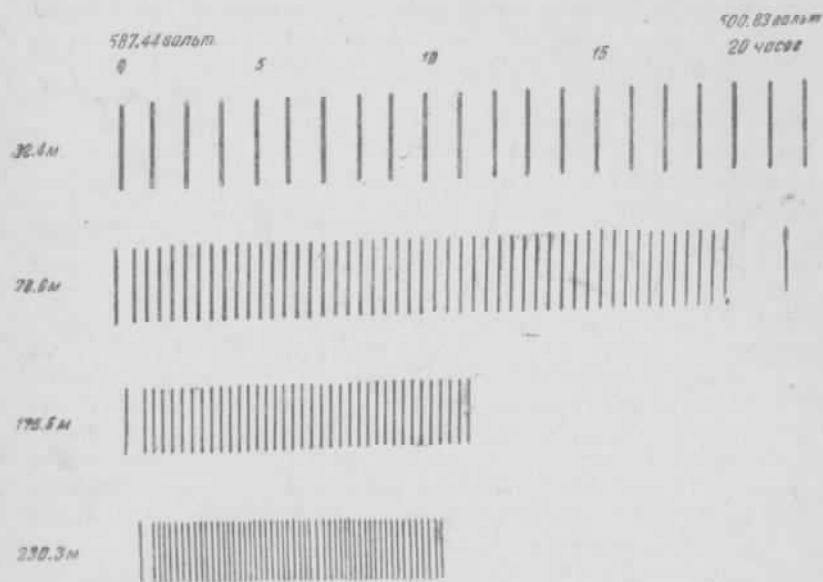
КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

ЭНЕРГИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ. — ОБРАЗОВАНИЕ ЛИВНЕЙ. — ПРИРОДА И ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ. — ПРИСУТСТВИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ. — ОТКРЫТИЕ БАРИТРОНА. — НАБЛЮДЕНИЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ АТОМОВ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ ПРИ ПОМОЩИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ПЛАСТИНОК С ТОЛСТЫМ ЭМУЛЬСИОННЫМ СЛОЕМ. — РАСЩЕПЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В КАМЕРЕ ВИЛЬСОНА.

§ 1. Энергия космических лучей. По отношению к космическим лучам мы в настоящее время находимся в том же положении, в каком находились физики несколько лет тому назад по отношению к радиоактивным явлениям. Об экспериментах с космическими лучами в полном значении этого слова нечего и думать. В космических лучах мы встречаемся с такими колоссальными энергиями, что по сравнению с ними все наши высоковольтные установки производят мизерное впечатление. Данные о суммарной энергии космических лучей можно получить на основании работ Регенера, произведенных с ионизационной камерой. Ток в камере измерялся при помощи однонитного электрометра, показания которого регистрировались фотографическим путем. Так как средняя часть кривой поглощения космических лучей была уже известна, то Регенер главное внимание обратил на изучение жесткой и наиболее мягкой составляющей. Для исследования интенсивности жестких космических лучей Регенер произвел ряд опытов на Боденском озере, причем он дошел до глубины в 240 м. Самый опыт производился следующим образом: перед погружением всей установки электрометр заряжался до 600 вольт; при помощи часов особого устройства каждый час включалось освещение нити, изображение ее фиксировалось на фотографической пластинке. На фиг. 99 приведена запись регистрирующего прибора на различных глубинах; чем слабее действие космических лучей, тем медленнее движется нить, а следовательно, тем теснее располагаются ее изображения на фотографической пластинке. Эти записи позволяли определять ионизационный ток с точностью до 0.01 вольта. Как видно из фиг. 99, можно заметить уменьшение интенсивности космических лучей до глубины в 230 м. Кольхерстеру и другим удалось наблюдать космические лучи в шахтах на глубине, которая

соответствует от 50 до 1500 м воды. Однако интенсивность их на таких глубинах уже настолько мала, что данные этих исследований уже не могут существенно изменить сделанного Регенером подсчета энергии.

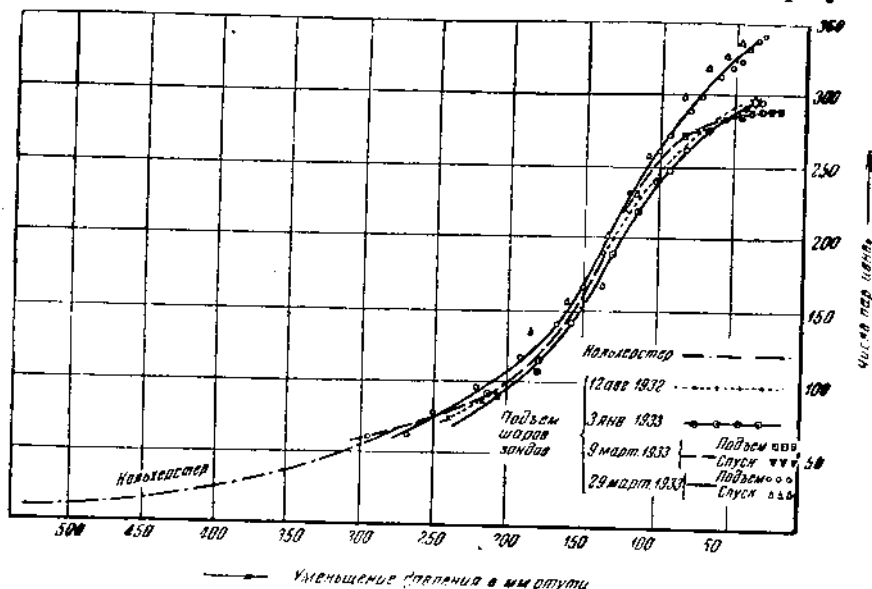
Другая серия наблюдений была проделана Регенером с шарами-зондами. Установка по существу осталась той же, только включение освещения происходило чаще в виду большей интенсивности космических лучей. Приборы поднимались в стратосферу при помощи двух шаров; один из этих шаров лопался на некоторой максимальной высоте, а другой служил для плавного



Фиг. 99

спуска установки на поверхность земли. Шары-зонды поднимались на высоту в 25—30 км. Наименьшее давление атмосферы, достигнутое при этих полетах, оказалось равным 17.6 мм ртутного столба. Эта величина составляет всего 2% от 760 мм, так что можно считать, что на этой наивысшей точке 98% воздуха находилось уже под измерительными приборами. Зависимость интенсивности космических лучей от давления на различных высотах показана кривыми на фиг. 100. На уровне моря космические лучи производят около 2 ионов в 1 см³ воздуха в секунду, по мере же увеличения высоты возрастает и интенсивность космических лучей. Возрастание это происходит постепенно, так что на высоте 5 км интенсивность оказывается равной 20 ионам; а на высоте в 10 км интенсивность выражается

уже в 100 ионов: на следующих высотах кривая интенсивности начинает идти более полого, а после 20 км увеличение оказывается уже совсем незначительным. Это последнее обстоятельство позволило Регенеру экстраполировать кривую до границы атмосферы и таким образом вывести, что в мировом пространстве интенсивность космических лучей равна 300 ионам в 1 см^2 в 1 сек. Имея в своем распоряжении почти всю кривую поглощения и данные о количестве ионов, Регенер мог вычислить энергию космических лучей в мировом пространстве. Интегрируя кривую интенсивности, можно было найти число ионов, образую-



Фиг. 100

щихся в 1 сек. в столбе воздуха сечением в 1 см^2 и длиной, достаточной для полного поглощения космической радиации. Исходя из энергии, необходимой для образования одной пары ионов, Регенер подсчитал, что на 1 см^2 в секунду падает $3.5 \cdot 10^{-3}$ эрг.

Рассмотрим теперь некоторые следствия, вытекающие из значения $3.5 \cdot 10^{-3}$ эрг/ см^2 . Лучистая энергия всех звезд в нашем участке вселенной оказывается равной от 3 до $6 \cdot 10^{-3}$ эрг/ см^2 . Вычисляя из плотности лучистой энергии температуру междузвездного пространства, находим, что эта температура должна быть выше абсолютного нуля на $+3.2^\circ$. Если же учесть при таком расчете и энергию космических лучей, то повышение будет не особенно велико, так как согласно закону Стефана-Больцмана излучение пропорционально четвертой степени тем-

* Позднейшие и более сложные расчеты дают величину вдвое большую.

пературы. Пользуясь этим законом и учитывая оба рода излучения, находим, что температура межзвездного пространства должна быть на $3,5^\circ$ выше абсолютного нуля. Повышение на $0,3^\circ$, конечно, не велико, и нельзя еще заключить, что космические лучи играют особенно большую роль во вселенной. Однако Регенер указывает на следующее обстоятельство: лучистая энергия звезд имеет сравнительно большую интенсивность в той части вселенной, которую занимает в настоящее время солнечная система, в другой же части вселенной, удаленной от Млечного пути, лучистая энергия попадает главным образом от находящихся на огромных расстояниях спиральных туманностей; в этих частях вселенной космические лучи должны играть доминирующую роль и определять своей интенсивностью температуру окружающего пространства.

Эти данные об энергии дают возможность провести еще одну аналогию между радиоактивными веществами и космическими лучами. В главе I мы подчеркнули, что в первое время после открытия радиоактивных веществ казалось, будто найдено явление, играющее совершенно ничтожную роль в природе, однако более подробное изучение показало, что радиоактивные явления весьма существенны для сохранения теплоты земного шара. Новейшие данные о расщеплении атомных ядер и об искусственной радиоактивности, о которых мы говорили в предыдущих главах, показывают, что превращение элементов происходит вовсе не с таким трудом, как это можно было думать, основываясь на первоначальных опытах с α -частицами. Между тем уже давно, исходя из того факта, что радиоактивные вещества принимают столь значительное участие в тепловом балансе земного шара, высказывались предположения, что внутри звезд, и в частности внутри солнца, должны быть радиоактивными и другие элементы. Долгое время такое предположение казалось слишком смелым и необоснованным, но теперь, когда даже в лабораториях на земном шаре получен целый ряд радиоэлементов, рассеянных по всей периодической системе, в предположении этом уже нет ничего невероятного.

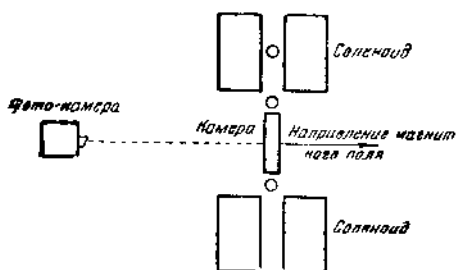
Вряд ли можно думать, что при тех высоких температурах, которые существуют внутри звезд, не найдутся протоны и нейтроны со скоростями, достаточными для расщепления атомов.

А если имеются нейтроны, то тем самым обеспечена и радиоактивность различных элементов, входящих в состав звезды. С момента открытия искусственной радиоактивности прошло так мало времени, что вопрос о пересмотре с учетом этого явления внутреннего строения звезд еще только начинает разрабатываться. Во всяком случае наблюдаемая энергия космических лучей свидетельствует о том, что во вселенной происходят мощные процессы, сопровождаемые выделением громадного количества энергии. С некоторыми особенностями этих процессов, о которых пока можно только догадываться на основании некоторых свойств

космических лучей, мы познакомимся в следующих параграфах этой главы. В заключение же этого параграфа представим энергию космических лучей в более наглядном виде. Плотность потока космических лучей $3.5 \cdot 10^{-3}$ эрг/сек на 1 см^2 эквивалентна энергии потока из 300 α -частиц на $1 \text{ см}^2/\text{сек}$. Если рассчитать мощность космических лучей на поверхности всего земного шара, получится $1.8 \cdot 10^{16}$ эрг/сек, а в переводе в технические меры — около двух с половиной (2.4) миллионов лошадиных сил.

§ 2. Образование ливней. Наблюдать в камере Вильсона электроны с очень большой энергией впервые удалось Скобельцыну. Так как эти частицы почти совсем не отклонялись в магнитном поле, то Скобельцын, исходя из напряжения магнитного поля, определил нижний предел энергии, которой может обладать электрон с неискривленной траекторией. Этот предел оказался равным 20 млн. вольт. Так как даже наиболее быстрые из известных нам β -частиц, естественных радиоактивных элементов,

именно β -частицы MsTh_2 имеют энергию в 8 млн. вольт, то вполне естественно было приписать происхождение этих электронов космическим лучам. В нескольких случаях Скобельцын обнаружил, что наблюдаемые им одновременно 2—3 электрона с большой энергией выходят из одной точки. Так как то время считалось твердо установленным, что космические



Фиг. 101

лучи представляют собой кванты лучистой энергии, то Скобельцын считал, что наблюдаемое им явление представляет собой обычный для γ -лучей эффект Комптона, но только в данном случае происходит рассеяние не кванта γ -лучей, а кванта космической радиации. Оказалось, однако, что образование вторичных электронов представляет собой гораздо более сложное явление. Это особенно ясно и наглядно было показано в работе Блеккета и Оккиалини. Их установка состояла из камеры Вильсона, помещенной внутри соленоида, создававшего магнитное поле (фиг. 101). Над камерой и под камерой помещались счетчики Гейгер-Мюллера. Опускание поршня камеры, а следовательно, и работа камеры происходили только в том случае, когда через оба счетчика проходил космический луч. Импульс одновременной работы счетчиков передавался на затвор фотографического аппарата, и таким образом происходило фотографирование следов частиц в камере Вильсона. Эта установка позволяла избегать напрасных расширений камеры Вильсона; наличие магнитного поля давало возможность наблюдать откло-

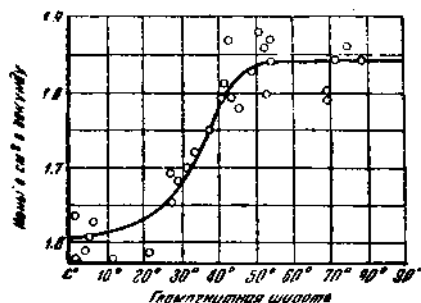
нение путей электронов. Целью этой работы было определить, судя по отклонению, энергию электронов, встречающихся в космических лучах. На самом деле при помощи этой установки удалось обнаружить новое явление, так называемые „ливни“ электронов; один из таких ливней представлен на фиг. 102. Уже само по себе явление ливней представляло выдающийся интерес, но интерес этот повышался еще тем, что в ливнях оказались как отрицательные, так и положительные электроны; в самом деле, рассматривая фотографию ливня, мы видим на ней пути электронов, отклоненных в разные стороны. Поскольку здесь идет речь об одновременном образовании и положительных и отрицательных электронов, можно было бы считать, что мы имеем дело с явлением, аналогичным рассмотренной уже нами материализации фотонов γ -лучей ThC. Однако на основании опытов с γ -лучами нельзя еще вывести заключение о квантовой природе первичных космических лучей; так как: 1) при материализации фотонов наблюдаются всегда только пары, а не ливни; 2) при образовании ливней замечается возникновение по соседству новых центров испускающих частиц. Сказанное ясно показывает, что в случае космических лучей мы имеем дело с более сложным, а может быть и существенно отличным от γ -лучей явлением.



Фиг. 102

§ 3. Природа и происхождение космических лучей. Вопрос о природе космических лучей сводится в настоящее время, так же как и несколько лет тому назад, к выяснению следующей дилеммы: представляют ли собой первичные космические лучи кванты лучистой энергии или поток быстро движущихся заряженных частиц? Еще в 1926 г. мною и Тувином был намечен путь к возможному решению этого вопроса. Если космические лучи представляют собой заряженные corpuscules, то они должны отклоняться в магнитном поле земли и дать неравномерное распределение интенсивности по азимуту и по широте места. Опыты, произведенные нами, а также другими исследователями, как будто установили независимость интенсивности от широты места и от азимута. Впоследствии однако оказалось, что около экватора наблюдается уменьшение интенсивности приблизительно на 12%. На фиг. 103 дана кривая

изменения интенсивности с геомагнитной широтой. Интересно, что с высотой этот эффект увеличивается и достигает, напр., 33% на высоте 4360 м. Теория показывает, что заряженные частицы должны пройти в магнитном поле земли сотни километров для того, чтобы геомагнитный эффект мог быть замечен. Между тем в § 1 мы имели случай убедиться, что уже на высоте в 26 км кривая интенсивности перестает расти, отсюда следует, что геомагнитный эффект не может быть объяснен вторичным излучением, возникающим в атмосфере. Таким образом, геомагнитный эффект приводит нас к заключению, что в составе первичных космических лучей должны быть заряженные частицы. К такому же заключению приводят нас и результаты работ, относящихся к азимутальному распределению интенсивности космических лучей. Оказалось, что в экваториальном поясе наблюдается избыток частиц, идущих с запада.



Фиг. 103

Однако с нашей точки зрения было бы ошибочным считать, что вся космическая проникающая радиация состоит из заряженных частиц. В самом деле, из кривой интенсивности, приведенной на фиг. 100, мы видим, что большая часть космических лучей имеет настолько малую проникающую способность, что все эти сравнительно мягкие лучи поглощаются уже в верхних слоях атмосферы.

Если бы и эти мягкие лучи состояли из заряженных частиц, то эти частицы, обладая небольшой энергией и, следовательно, малой скоростью, не могли бы войти в земную атмосферу, так как магнитное поле земли помешало бы приблизиться на столь близкое расстояние к земной поверхности. Это следует из той же самой теории, которая предсказывает неравномерное распределение космических лучей с широтой и неравномерное распределение их интенсивности по азимуту. Считая эту теорию правильной, мы должны вместе с тем признать, что в состав космических лучей должны входить, как составная часть, и фотоны.

К тому же самому заключению о смешанном характере космической радиации можно прийти и рассматривая данные, полученные при помощи камеры Вильсона. Мы уже упоминали в § 2, что вопросом об энергии электронов космических лучей занимался Скобельцын. Более точное определение энергии было произведено Андерсоном и после него Кунце. Андерсон пользовался полями до 15 тыс. гаусс, а Кунце еще более сильными — до 18 тыс. гаусс; для большей эффективности камеры у этих экспериментаторов располагались не горизонтально, а в верти-

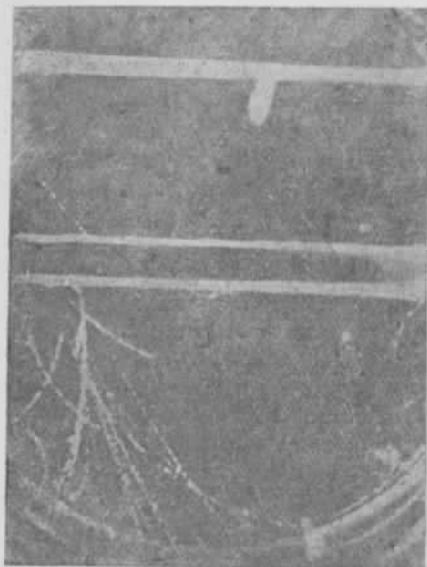
кальной плоскости. Андерсон и Кунце получили почти одинаковые значения для энергий электронов. Оказалось, что среди космических лучей попадают электроны с энергией до $3 \cdot 10^9$ вольт, однако число таких частиц составляет лишь небольшой процент по отношению ко всем электронам (как положительным, так и отрицательным), наблюдаемым в космических лучах; большинство же электронов имеет энергию в несколько десятков тысяч вольт. Во всяком случае наличие в космической радиации электронов весьма большой проникающей способности после опытов с камерой Вильсона уже не может подвергаться сомнению. На одном из снимков Андерсона видно, что путь электрона до прохождения и после прохождения через горизонтальную свинцовую пластинку толщиной 0.6 см сохранил свою прямолинейность и не отклонился магнитным полем в 12 тыс. гаусс. Андерсон оценивает энергию этого электрона в $2 \cdot 10^8$ вольт. Пройдя пластинку, электрон испытывал только едва заметное отклонение от своего первоначального направления.

Воспользуемся теперь результатами одной из работ по изучению космических лучей при помощи камеры Вильсона. Андерсон, Милликен, Неддермейер и Пикеринг работали с установкой, в основном подобной установке Блеккета и Оккиалини. Между двумя счетчиками помещалась камера Вильсона в магнитном поле; камера и счетчики располагались в одной вертикальной плоскости. Внутри камеры одновременные разряды в счетчиках (совпадения) сопровождалась работой камеры и фотографированием следов.

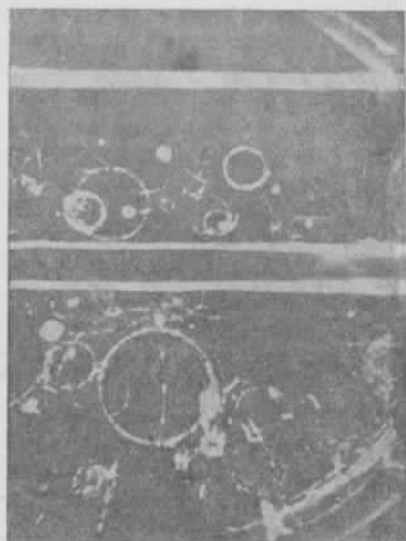
Рассмотрим две фотографии, показывающие, что ливни могут вызываться фотонами.

На фиг. 104 мы видим эффектный ливень, снятый при напряжении магнитного поля в 17 тыс. гаусс. Этот ливень выходит из средней свинцовой пластинки (толщиной 1 см) и состоит из позитронов и электронов, общее число которых равно 28; суммарная энергия ливня равна $2 \cdot 10^9$ электрон-вольт. Для нас особенно интересно то обстоятельство, что на фотографии нет следа частицы (см. верхнюю половину камеры), который можно было бы приписать появлению ливня. Остается, следовательно, заключить, что этот ливень вызван фотоном с энергией по крайней мере в $2 \cdot 10^8$ вольт на электрон. Какое происхождение имеет сам фотон, не вызван ли он внезапным торможением какого-либо первичного электрона — это для нас пока не имеет значения. На другой очень эффектной фотографии (фиг. 105), полученной теми же авторами и при том же напряжении магнитного поля, мы встречаем также несколько независимых от ионизирующих частиц центров ливней. Ливни эти состоят из позитронов и электронов с энергией меньшей, чем в первом случае. Этим и объясняется, конечно, то обстоятельство, что большинство следов оказалось окружностями небольшого по сравнению

с размерами камеры радиуса. Авторы работы дают этому явлению следующее объяснение: какой-либо первичный электрон с большой энергией при торможении производит один или несколько квантов, дающих начало ливням, некоторые из электронов уже образовавшихся ливней в свою очередь производят кванты, которые опять вызывают ливни, и так далее. Получается нечто вроде „разветвления“ ливней. И действительно, отдельные более слабые ветки ливней неоднократно наблюдались на опыте вместе с основным мощным ливнем.



Фиг. 104



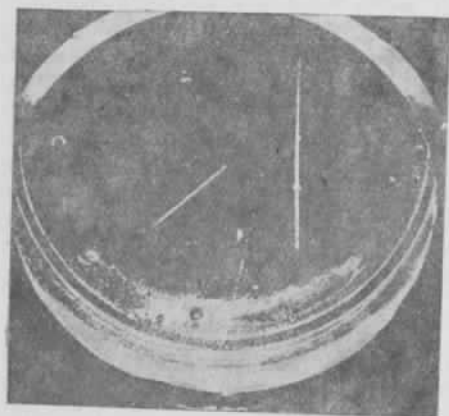
Фиг. 105

Приведенное объяснение лишний раз указывает, по нашему мнению, на то обстоятельство, что во всех известных нам природных процессах электроны и кванты с большой энергией появляются одновременно. Прекрасным примером этого могут служить естественные радиоактивные элементы, у которых β -лучи сопровождаются γ -лучами. С нашей точки зрения, весьма странно предполагать, что где-то в отдаленных местах вселенной должен существовать механизм, дающий в природных условиях (а не в искусственно подобранных условиях лабораторного эксперимента) или только одни β -лучи, или одни позитроны, или же одни ультра- γ -кванты. Мы уже указывали, что современные физики находятся по отношению к космическим лучам в том же положении, в каком в свое время находились их предшественники по отношению к только-что открытым радиоактивным элементам. Как известно, первоначальные попытки сводились

к тому, чтобы одним излучением объяснить не только свойства α -, β - и γ -лучей, но даже свойства эманации. Подробная дискуссия о природе и происхождении космических лучей завела бы нас слишком далеко, поэтому мы ограничимся лишь одним примером того, как могут быть объяснены различные свойства космических лучей. Давно уже делались попытки объяснить космические лучи процессами, происходящим внутри звезд. По расчету Эддингтона, оказывается весьма вероятным, что внутри звезд господствует настолько высокая температура, что там почти все атомы лишены своей электронной оболочки. Что же касается электронов, то они входят на равных основаниях с другими атомами в состав раскаленного газа, из которого, собственно говоря, и состоит такая звезда. При таких условиях некоторые из электронов будут обладать громадной скоростью и при резком торможении могут давать рентгеновские лучи с очень короткой длиной волны. Эддингтон предполагал, что при таких условиях возможно и образование квантов, порядок жесткости которых соответствовал бы космическим лучам. Казалось, однако, что всякая подобная гипотеза заранее обречена на неудачу, так как, несмотря на свою весьма большую проникающую способность, эти лучи не могли бы пройти сквозь толщу звезды. С открытием искусственной радиоактивности положение вещей резко изменилось. Внутри звезды или же в одном из ее промежуточных слоев могут образоваться искусственные, как мы их называли, радиоэлементы, которые затем при каком-либо местном взрыве могут попасть на поверхность. Если среди этих радиоэлементов окажутся γ -излучатели с длинным периодом полураспада, то как раз наиболее мягкая составляющая космического излучения найдет себе естественное объяснение. Окончательное заключение, которое можно вывести, по нашему мнению, из всего вышесказанного, таково: различные факты, касающиеся космических лучей, не следует рассматривать как противоречащие друг другу, а гораздо лучше считать, что они указывают, с одной стороны, на сложность состава космической радиации, а с другой — на то, что происхождение отдельных составных частей этой радиации вызывается различными и совсем между собой не связанными процессами. Такой подход к проблемам космической радиации может не только способствовать пониманию различных явлений, с которыми мы сталкиваемся в космических лучах, но и облегчить дальнейшую работу по их изучению.

§ 4. Присутствие тяжелых частиц в космических лучах. На сложность космического излучения указывает также присутствие в космических лучах тяжелых частиц. На фиг. 106 приведена одна из первых фотографий Андерсона, на которой видны три пути, из них средний принадлежит протону. В том, что это действительно протоны, а не α -частицы, можно убедиться путем определения длины их пробега. В некоторых случаях пробеги слишком велики, чтобы их можно было при-

писать α -частицам от известных нам радиоэлементов, в других же случаях, наоборот, слишком коротки. Мною совместно с Эйгенсоном были произведены наблюдения над тяжелыми частицами



Фиг. 106

в космических лучах при помощи поставленной вертикально большой камеры Вильсона (25 см в диаметре), дававшей от двух до трех расширений в секунду; давление в камере было равно атмосферному. В результате большого количества наблюдений оказалось, что на каждую тысячу расширений камеры приходилось около десяти путей тяжелых частиц. Длины путей у этих частиц были весьма разнообразны: некоторые из них представляли собой почти точки, другие же имели в длину 15 см и более.

Замечательные результаты, указывающие на присутствие в космических лучах α -частиц и протонов с большой энергией, были получены при помощи фотографических пластинок с толстым



Фиг. 107

эмульсионным слоем. Для иллюстрации на фиг. 107 дана фотография части следа α -частицы в фотографической эмульсии; этот след был получен Ждановым, Гуревичем и Филишповым. Длина следа, в переводе на воздух, 69 см, что соответствует энергии

около 50 млн. электрон-вольт. Такой энергии нельзя ожидать у обычных ядерных реакций, и поэтому несомненно, что α -частица с пробегом в 69 см вызвана космическими лучами. То же самое можно сказать и о других α -частицах и протонах с большими пробегами, наблюдавшихся в эмульсионном слое фотографических пластинок теми же авторами.

§ 5. Открытие баритрона. Мы уже говорили о том, что существование позитрона впервые было обнаружено при изучении космических лучей. Открытие баритрона во многом напоминает обстоятельства, сопровождавшие открытие позитрона. И тот и другой были открыты при исследовании путей в камере Вильсона. Разница заключается лишь в том, что к открытию позитрона привело изучение следов легких частиц, а к открытию баритрона — изучение следов тяжелых частиц. Сравнивая между собой пути различных тяжелых частиц от космических лучей, многие наблюдатели пришли к заключению, что масса их должна быть больше массы электрона и меньше массы протона. Об этом можно было судить по плотности ионизации (число ионов на 1 см пути) и по кривизне этих путей в магнитном поле. Отклонение заряженной частицы в магнитном поле характеризуется величиной $H\rho$, где H — напряжение магнитного поля и ρ — радиус кривизны. Определяя значение $H\rho$, с одной стороны, и плотность ионизации (или же всю длину пробега) — с другой, многие наблюдатели находили массы в $120 m_0$, $160 m_0$, $190 m_0$, $220 m_0$, $350 m_0$ и $440 m_0$, где m_0 масса покоящегося электрона. Сначала к этим результатам относились с некоторым сомнением, и такое сомнение было вполне понятно. В течение нескольких десятков лет физики привыкли к тому, что масса электрона зависит от скорости вполне определенным образом и выражается формулой

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Этой формулой и мы уже неоднократно пользовались. Однако по мере накопления экспериментального материала все более и более приходилось убеждаться в том, что, кроме электронов (легкие частицы) и протонов (тяжелые частицы), в космических лучах встречаются еще и „полутяжелые частицы“. Особенно наглядно это можно было показать при помощи фотографических пластинок с толстым эмульсионным слоем (см. § 5 гл. III). Жданов показал, что чем меньше масса частицы, тем реже располагаются зерна эмульсии на ее пути. Чаще всего расположены зерна вдоль пути α -частицы, реже вдоль пути протона и еще реже вдоль пути полутяжелой частицы, или, как ее теперь стали называть, баритрона. Электрон, как частица очень легкая, совсем не оставляет следов на фотографической пластинке. Определив число зерен на единицу длины у некоторых следов, можно было установить, что это число значительно меньше, чем то же число у протона. Таким образом удалось найти в фотографиче-

ских пластинках значительное количество баритронов и определить их массу. Эта масса, по определению Жданова, оказалась в пределах от $180 m_0$ до $250 m_0$.

Относительно свойств баритрона известно еще очень мало. Это обстоятельство объясняется, конечно, тем, что их еще не удалось получить искусственным путем в лаборатории. Таким образом мы еще лишены возможности экспериментировать с баритронами и можем лишь наблюдать их в космических лучах. Все же некоторые предположения о свойствах баритронов можно сделать и на основании имеющегося уже опытного материала. Прежде всего можно сделать некоторые заключения о массе. Повидимому, то обстоятельство, что масса баритрона колеблется в различных определениях от 130 до 400 электронных масс, не случайно. Надо полагать, что при некоторых условиях могут появляться электроны с одним и тем же элементарным зарядом, но с различной массой, во много раз большей, чем масса обычного электрона. Продолжительность жизни такого тяжелого электрона, по данным Блеккета, порядка 10^{-6} сек. Погибая, баритрон превращается в обычный электрон. Небольшой продолжительностью жизни баритронов можно объяснить, почему мы не встречаем их в обычных условиях. В этом отношении баритроны вполне сходны с позитронами, которые, как мы видели, существуют также лишь в течение очень короткого промежутка времени.

Если отрицательный электрон — или, как его теперь иногда называют, „негатрон“ — может существовать в „полутяжелом состоянии“, то вполне естественно предположить, что и позитрон также может существовать в виде положительного баритрона. Некоторые опытные данные как будто подтверждают это предположение. Так, напр., Жданов нашел, что баритроны во многих случаях образуются парами. В камере Вильсона встречались баритроны, отклоненные магнитным полем в различные стороны.

В заключение этого параграфа отметим, что и самое название „баритрон“ еще нельзя считать окончательно установленным. Недавно предложено было назвать тяжелый электрон „мезотроном“. Какое из этих названий останется, покажет будущее.

§ 6. Наблюдение расщепления атомов космическими лучами при помощи фотографических пластинок с толстым эмульсионным слоем. При неуклонном стремлении физиков использовать различные источники все больших и больших энергий для воздействия на атомное ядро, вполне естественно было ожидать, что будет обращено внимание и на космические лучи. Препятствием к наблюдению случаев расщепления под действием космических лучей служила, главным образом, небольшая интенсивность этих лучей. Сообщения об отдельных случаях расщепления начали появляться уже довольно давно, но эти случаи были так редки и не характерны, что их почти всегда можно было приписать распаду естествен-

ных радиоактивных элементов, которые, как известно, в минимальных количествах находятся повсюду. Лишь в последнее время, в работе, проведенной сотрудниками Радиового института Ждановым и Гуревичем совместно с сотрудником Оптического института Филипповым, получены несомненные доказательства действия космических лучей на атомные ядра. В этой работе были использованы фотографические пластинки с толстым эмульсионным слоем.

На фиг. 108 приведен случай расщепления с выбрасыванием трех тяжелых частиц. Судя по числу зерен на единицу длины, наиболее длинный след принадлежит α -частице; в переводе на воздух этот длинный след соответствует пробегу в 13,5 см, а более короткий — в 8 см. Третий след, ясно различимый при стереоскопическом рассматривании, на фотографии совпадает



Фиг. 103



Фиг. 109

с началом длинного следа и может быть замечен лишь как утолщение последнего; он соответствует 1.6 см воздуха. Характерно то, что следы направлены не в разные стороны, но имеют некоторое преимущественное направление.

Еще более ярко выступает это свойство, присущее расщеплению космическими лучами, на фиг. 109. Здесь мы имеем целый ливень из тяжелых частиц, у которого преимущественное направление выражено очень резко; судя по количеству зерен, этот ливень состоит из четырех протонов с пробегами от 4 до 11 см воздуха. На фиг. 110 приведен ливень, выходящий из стекла, на которое был нанесен эмульсионный слой; зерна у наиболее длинного следа расположены так редко, что его нужно считать принадлежащим полутяжелой частице. То же самое можно сказать и относительно наиболее короткого следа.

Рассмотрим еще четвертую вилку, у которой пробеги распределены в разных направлениях (фиг. 111). Эта вилка образована протонами с пробегами в 1.7, 4.2, 5.7 и 9.2 см. Все рассмотренные нами четыре случая не наблюдались, да и не могут

наблюдаться, в обычных экспериментальных условиях. На первых трех снимках слишком ясно выражена направленность, а на четвертом имеется на один след больше, чем при искусственном расщеплении.

Дальнейшие опыты, сделанные Ждановым с толстослойными фотографическими пластинками, с полной несомненностью подтвердили, что образование вилок из тяжелых частиц вызвано космическими лучами. Оказалось, что число таких вилок гораздо больше на пластинках, находившихся на большой высоте (от 5 до 9 км), чем на пластинках, остававшихся на уровне моря; очевидно, что это вызывается увеличением интенсивности космического излучения с высотой. Кроме того, оказалось, что и самый характер вилок несколько изменился: увеличилось число частиц и появились вилки, у которых одна частица имеет гораздо боль-



Фиг. 110

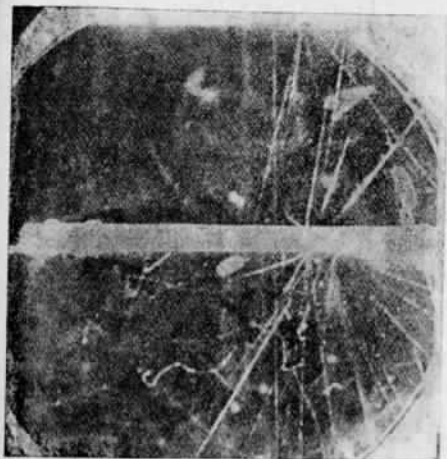


Фиг. 111

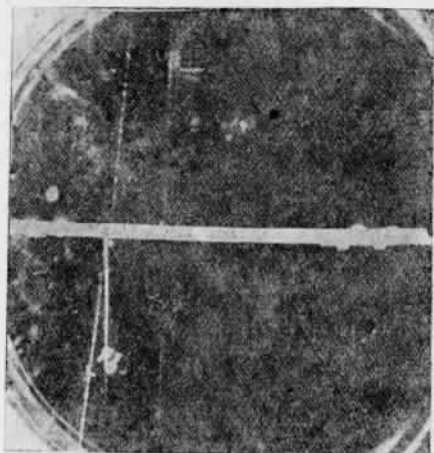
ший пробег, чем остальные (по своему внешнему виду они названы были Ждановым „хвостатыми“). Среди различных вилок Ждановым были найдены и такие, у которых все ветви лежат в одной плоскости. Одну из таких вилок можно было рассчитать и определить массу входящего в состав этой вилки баритрона. Эта масса оказалась равной $200 m_0$.

Все приведенные здесь факты показывают, что расщепление атомных ядер космическими лучами представляет целый ряд таких особенностей, которые еще не наблюдались при расщеплении лабораторными установками. Сюда относится прежде всего одновременный вылет нескольких тяжелых частиц, причем число их доходит до шести; затем вылет баритронов, образование направленных ливней из тяжелых частиц, вилки в одной плоскости и некоторые другие особенности.

В заключение заметим, что пластинки с толстым эмульсионным слоем чрезвычайно удобны для изучения редких случаев расщепления космическими лучами. Такие пластинки могут подвергаться действию космических лучей в течение нескольких ме-



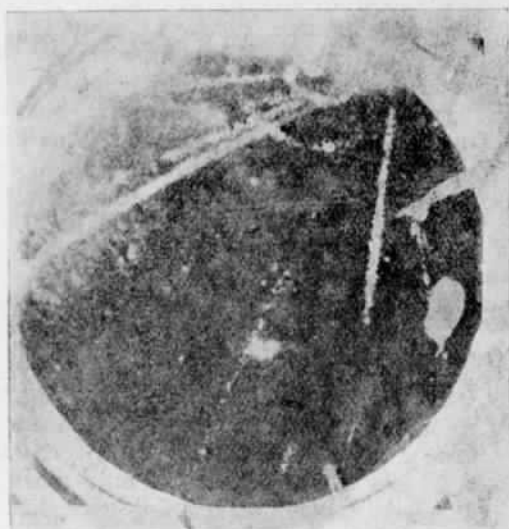
Фиг. 112



Фиг. 113



Фиг. 114



Фиг. 115

сяцев и лишь после этого проявляться и просматриваться под микроскопом.

§ 7. Расщепление атомных ядер космическими лучами по наблюдениям в камере Вильсона. Из нескольких наблюдений космических лучей, произведенных при помощи камеры Вильсона, приведем данные из работы, в которой явление расщепления выступает наиболее отчетливо. На фиг. 112 дан снимок весьма интересного случая расщепления, в котором одновременно присутствуют четыре тяжелых частицы и семнадцать легких (электронов или позитронов). В чем заключается связь тяжелых частиц с легкими, сказать довольно трудно; возможно, что появление легких частиц вызвано каким-либо вторичным эффектом, напр. γ -лучами торможения. Еще более интересен снимок, приведенный на фиг. 113, где мы встречаем, по всей вероятности, случай расщепления, вызванный легкой частицей, обладающей большой энергией; о последнем можно судить по тому, что легкая частица без видимого изменения прошла через свинцовую пластинку; до сих пор случаев расщепления легкими частицами не наблюдалось. На третьем снимке (фиг. 114) приведен случай расщепления, весьма напоминающий те, которые мы рассматривали в снимке следов в толстом эмульсионном слое: пять тяжелых частиц расходятся из стекла, причем они не сопровождаются электронами; возможно, что этих тяжелых частиц было и больше, но те из них, которые имели направление внутрь стекла, не могли быть обнаружены. На четвертом снимке (фиг. 115) мы видим две тяжелых, две полутяжелых и семь легких частиц. Этот снимок был произведен в присутствии магнитного поля в 1600 гаусс; за исключением двух путей, для которых H_p оказалось равным 18 000 и 6000, остальные частицы имеют H_p не меньше $5 \cdot 10^5$. Здесь мы имеем случай расщепления еще более интересный, чем на первом снимке, так как тяжелые частицы сопровождаются не только электронами, но и полутяжелыми.

Явление расщепления на несколько частиц может быть объяснено с точки зрения гипотезы Бора как „испарение“ частиц из промежуточного ядра, получившего чрезвычайно большой запас энергии и, следовательно, имевшего весьма высокую „температуру“. Такую „температуру“ в ядре мы еще не можем вызвать лабораторными методами, и нам остается лишь накапливать наблюдения над космическими лучами. Заметим, что для того, чтобы получить десять случаев расщепления, надо было сделать 20 500 снимков при помощи установки, подобной той, которая была описана в § 1 второй главы, т. е. при помощи камеры Вильсона, управляемой счетчиками Гейгер-Мюллера.

ПРИМЕНЕНИЕ ВОЛНОВОЙ МЕХАНИКИ К ИЗУЧЕНИЮ АТОМНОГО ЯДРА

ЯДРА. — КВАНТЫ СВЕТА И ВОЛНЫ МАТЕРИИ. — АНОМАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ α -ЧАСТИЦ. — ТЕОРИЯ ЕСТЕСТВЕННОГО α -РАСПАДА. — ОСОБЕННОСТИ β -РАСПАДА РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ.

§ 1. Кванты света и волны материи. Давно уже было известно, что теория электромагнитных волн не в состоянии описать некоторые хорошо известные нам на опыте явления. К числу таких явлений относится, напр., фотоэффект. Если взять очень слабый препарат радия и подействовать его γ -лучами на свинцовую пластинку, то согласно расчету, произведенному на основе электромагнитной теории, можно было бы ожидать вылета электронов из этой пластинки не раньше, чем через несколько лет. Казалось бы, что, поставив вышеописанный эксперимент, мы должны были бы спокойно удалиться с тем, чтобы, вернувшись через нужное количество лет, присутствовать при эффектной зрелище вылета громадного числа электронов из свинцовой пластинки. Очевидно, что на основе волновой теории мы пришли к неправильному заключению, противоречащему опытным данным. Из этого, однако, вовсе не следует, что электромагнитная теория света неверна: в неправильном выводе виноваты мы сами, так как применили эту теорию в той области, где она оказывается уже не приложимой. Теперь уже достаточно хорошо известно, что в случае фотоэффекта нужно пользоваться теорией квант. Нам также уже несколько раз приходилось упоминать об эффекте Комптона, при изучении которого приходится приписывать кванту (атому лучистой энергии) определенную массу. Напишем еще раз уже неоднократно встречавшееся нам соотношение между массой и энергией в таком виде:

$$h\nu = mc^2. \quad (1)$$

Де-Бройль указал на то обстоятельство, что если соотношение (1) обладает достаточной общностью, то можно с одинаковым правом читать его и справа налево, т. е.

$$mc^2 = h\nu. \quad (2)$$

Словами можно выразить это следующим образом: если мы приписываем атомам света определенную массу m , то и любой массе мы должны приписать определенную частоту ν . Таким образом, всякая покоящаяся или движущаяся масса оказывается связанной с некоторым волновым процессом, имеющим, как мы это увидим, первенствующее значение в целом ряде явлений. Рассмотрим вопрос о связи между массой и волнами более подробно. Напишем уравнение (1) для случая покоящейся массы:

$$h\nu_0 = m_0 c^2. \quad (3)$$

Если с ней связан некоторый колебательный процесс, то пусть он будет выражен в простейшей синусоидальной форме:

$$s_0 = \sin 2\pi\nu_0 t_0. \quad (4)$$

Это, как известно, обычный прием, употребляемый при исследовании колебательных процессов, несколько не влияющий на общность дальнейших выводов, так как любой периодический процесс (периодическая функция) может быть разложен в синусоидальный ряд Фурье.

Перейдем теперь от случая неподвижной массы к случаю массы, движущейся со скоростью v . Для простоты положим (также несколько не нарушая общности выводов), что движение совершается вдоль оси x и, следовательно, $v_x = v$. Тогда мы будем иметь вместо (3) соотношение (1)

$$h\nu = mc^2.$$

Из него на основании формулы (6) § 7 гл. I находим

$$\nu = \frac{1}{h} \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (1a)$$

Откуда, пользуясь соотношением (3) для замены $m_0 c^2$, получим

$$\nu = \frac{\nu_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (5)$$

Воспользуемся теперь еще преобразованием Лоренца для перехода от системы координат, движущейся вместе с частицей, к системе неподвижной, в которой находится наблюдатель. Формулы преобразования Лоренца в нашем случае $v_x = v$, как известно, будут

$$x_0 = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad y_0 = y, \quad z_0 = z, \quad t_0 = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (6)$$

Подставляя в (4) ν_0 , взятое из (5), и t_0 из (6) получим для s выражение

$$s = \sin 2\pi\nu \sqrt{1 - \beta^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \left(t - \frac{v}{c^2} x \right),$$

которое после сокращения на множитель $\sqrt{1-\beta^2}$ может быть написано в таком виде:

$$s = \sin 2\pi\nu \left(t - \frac{x}{c^2/v} \right). \quad (7)$$

Сравнение выражения (7) с обычным уравнением луча показывает, что скорость распространения волн и в нашем случае должна быть

$$u = \frac{c^2}{v} = \frac{c}{\beta}, \quad (8)$$

или

$$uv = c^2. \quad (9)$$

Из уравнений (8) и (9) видно, что скорость u оказывается больше, чем скорость света. Однако тут нет противоречия принципу относительности (согласно которому не может быть скоростей больше c), так как здесь речь идет о скорости распространения фаз или фазовых волн, которые не несут с собой энергии. Пример этого можно найти даже в таком обыденном случае, как распространение волн на поверхности воды: расходящиеся от движущегося парохода волны двигаются не с фазовой, а с групповой скоростью, которая наполовину меньше, чем фазовая скорость водяных волн. Таким образом и в случае воды фазовые волны не несут с собой энергии.

Определим теперь длину волны фазовых волн. На основании известного соотношения

$$\nu\lambda = u \quad (10)$$

и выражения (9) и (10) находим, что

$$\lambda = \frac{u}{\nu} = \frac{c^2}{\nu v}. \quad (11)$$

Подставляя сюда вместо ν его значение, взятое из (1), находим для длины волны более удобное выражение

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (12)$$

Еще более простое и удобное для запоминания выражение получается на основании (12) для импульса

$$p = mv = \frac{h}{\lambda}. \quad (13)$$

Формула (12) блестяще оправдывается на опыте. При прохождении монохроматического (в смысле скорости) пучка электронов через тонкие пластинки происходит дифракция их. Измеряя дифракционные кольца, можно убедиться и в справедливости формулы (12). Не имея возможности входить в подробное описание этих интересных явлений, приведем для иллюстрации лишь следующие цифры: ускоряя электроны полем в 150 вольт,

получим монохроматический пучок электронов со скоростью $v = 7 \cdot 10^7$, и тогда в полном согласии с (12) длина волны будет равна 1 ангстрему; при ускоряющем поле в $1.5 \cdot 10^8$ длина волны будет гораздо меньше, а именно $\frac{1}{100}$ ангстрема.

Посмотрим теперь, чему будет равна групповая скорость фазовых волн. Для нахождения ее воспользуемся двумя фазовыми волнами, отличающимися друг от друга на весьма небольшое число колебаний $\delta v = v' - v$. Взяв сумму амплитуд двух колебаний v и v' и производя указанные ниже преобразования, основанные на общеизвестных тригонометрических формулах для суммы синусов, получаем

$$\sin 2\pi \left(vt - \frac{x}{\lambda} \right) + \sin 2\pi \left(v' t - \frac{x}{\lambda'} \right),$$

или, подставляя вместо λ его значение из (10),

$$\begin{aligned} & \sin 2\pi \left(vt - \frac{vx}{u} \right) + \sin 2\pi \left(v' t - \frac{v' x}{u'} \right) = \\ & = 2 \sin 2\pi \left(\frac{v+v'}{2} t - \frac{v+v'}{2} \frac{x}{u} \right) \cos 2\pi \left(\frac{\delta v}{2} t - \frac{d \frac{v}{u}}{2} x \right) = \\ & = 2 \sin 2\pi \left(vt - \frac{vx}{u} \right) \cos 2\pi \left(\frac{\delta v}{2} t - \frac{d \frac{v}{u}}{d v} \frac{\delta v}{2} x \right). \end{aligned}$$

В последнее выражение, кроме фазовой скорости u , входит групповая скорость V .* Для нее мы, очевидно, имеем соотношение

$$\frac{1}{V} = \frac{d \frac{v}{u}}{d v},$$

из которого, разделив обе части на $d\beta$, получаем уравнение для вычисления V , а именно

$$V = \frac{\frac{d v}{d \beta}}{\frac{d \frac{v}{u}}{d \beta}}. \quad (14)$$

Выразив v в зависимости от β (см. 1а), заменив u по формуле (8) и производя указанные в формуле (14) дифференцирования, находим:

$$V = \frac{\frac{d}{d\beta} \cdot \frac{1}{h} \cdot \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}}{\frac{d}{d\beta} \cdot \frac{1}{h} \cdot \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{\beta}{c}} = c \cdot \frac{\beta}{\frac{\beta^2}{(1-\beta^2)^{3/2}} + \frac{1-\beta^2}{(1-\beta^2)^{3/2}}} = c\beta = v. \quad (15)$$

* Это видно из сравнения с обычным уравнением луча.

Таким образом, оказывается, что энергия переносится группой волн, движущейся вместе с частицей. Этот результат, конечно, одинаково хорошо согласуется как с теорией, так и с опытом.

Для развития идей де-Бройля и для возможности прилагать их к различным частным случаям надо было найти более общее выражение, которое позволяло бы изучать более сложные явления, чем простые движения частиц. Обобщение это было сделано Шредингером, написавшим свое знаменитое уравнение, которое и носит название „уравнение Шредингера“. Это уравнение может быть получено путем следующих операций. Напишем для фазовых волн обычное дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0. \quad (16)$$

Так как уравнение Шредингера применяется только для случаев сравнительно медленных движений, мы можем воспользоваться не сложным выражением для кинетической энергии [см. (9) гл. 1], а принять

$$\frac{1}{2} m v^2 = E - V, \quad (17)$$

где E полная, а V потенциальная энергия системы. Из последнего уравнения (17), воспользовавшись еще формулой (8), можно определить $\frac{1}{u^2}$:

$$\frac{1}{u^2} = \frac{v^2}{c^2} = \frac{2(E - V)}{mc^2}. \quad (18)$$

Воспользовавшись (18), перепишем уравнение (16) в таком виде:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{2(E - V)}{mc^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0. \quad (19)$$

Если принять теперь, что ψ , как обычно, выражается посредством функции $e^{2\pi i v t}$, то, продифференцировав $\psi = e^{2\pi i v t}$ два раза по t

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -4\pi^2 v^2 e^{2\pi i v t} = -4\pi^2 v^2 \psi$$

и подставив результат в (19), находим

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2(E - V)}{mc^2} \cdot 4\pi^2 v^2 \psi = 0.$$

Подставив сюда вместо v его значение, взятое из (1), получим уравнение Шредингера в том виде, как его обычно пишут:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi m}{h^2} (E - V) \psi = 0. \quad (20)$$

Не трудно убедиться, что теория де-Бройля представляет собой один из простейших частных случаев уравнения (20). В самом

деле, для свободно двигающейся с равномерной скоростью частицы мы должны принять $V=0$, $E=\frac{1}{2}mv^2$. Кроме того, если направление движения совпадает с осью x , то производные по y и z будут также равны нулю. Следовательно, вместо (20) будем иметь

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} \cdot \frac{1}{2} mv^2 \psi = 0. \quad (21)$$

Введя обозначение

$$k = \frac{2\pi mv}{h}, \quad (21a)$$

перепишем (21) в более простом виде

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \psi = 0. \quad (22)$$

Решение этого уравнения, как известно, выражается так:

$$\psi = Ae^{ikx}. \quad (23)$$

Так как (23) представляет собой периодическую функцию, то, обозначая через λ длину волны, получим

$$k\lambda = 2\pi^*.$$

Определяя отсюда λ и подставляя вместо k его значение, взятое из (21a), найдем, что

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{h}{mv},$$

т. е. то же самое выражение, которое получено было нами при изложении теории де-Бройля.

§ 2. Аномальное рассеяние α -частиц. Мы видели в предыдущем параграфе, что не только при изучении квант лучистой энергии нужно принимать во внимание и волновые и атомистические их свойства, но что то же самое приходится делать и при изучении корпускул. Вопросы, связанные с электронной оболочкой атома, решаются почти исключительно методами волновой механики; успехи, достигнутые волновой механикой в этой области, таковы, что теоретическое исследование ее можно считать почти законченным. Если для изучения атома приходится пользоваться принципами квантовой механики, то вполне естественно ожидать, что и изучение атомного ядра может быть проведено лишь на основании тех же принципов. Впервые приложил волновую механику к рассмотрению радиоактивного распада Гамов. После него и другие авторы пользо-

* Из равенства $Ae^{ikx} = Ae^{2\pi i x / \lambda}$ находим $kx = 2\pi i x / \lambda = \frac{2\pi i}{\lambda} x$ [см. (10)].

Полагая $x=ut$, получим $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

вались квантовой механикой для решения вопросов, связанных с радиоактивностью. Наиболее законченный вид получила теория прохождения α , β , γ -лучей через материю. Поэтому мы не придерживаемся исторической последовательности и сообщим сначала некоторые из тех наиболее интересных и практически важных выводов, к которым привела эта теория. Нужно сказать, однако, что математический аппарат волновой механики настолько громоздок, что нам в дальнейшем придется приводить лишь результаты, а не самые вычисления.

Одним из наиболее простых примеров применения уравнения Шредингера к явлениям радиоактивности может служить вывод формулы Резерфорда для рассеяния α -частиц на больших углах. Для того, чтобы отличить массу электрона от массы α -частицы, обозначим последнюю через M . Тогда уравнение Шредингера напишется следующим образом:

$$\nabla^2 \psi - \frac{8\pi^2 M}{h^2} (E - V) \psi = 0. \quad (24)$$

Когда α -частицы проходят через материю, лишь незначительная часть их, сталкиваясь с ядрами атомов, рассеивается на большие углы. Предположим теперь, что решение уравнения (24) будет состоять из суммы $\psi_0 + \psi_1 = \psi$, где ψ_0 относится к неотклоненному пучку, а ψ_1 к рассеянным под определенным углом частицам. Подставляя ψ в (24), получим, пренебрегая произведением $V\psi_1$ по сравнению с $V\psi_0$,**

$$\nabla^2 \psi_0 + k^2 \psi_0 + \nabla^2 \psi_1 + k^2 \psi_1 - k^2 \frac{V}{E} \psi_0 = 0.$$

Здесь, как и в § 1,

$$\left. \begin{aligned} E &= \frac{1}{2} Mv^2, \quad v = \sqrt{\frac{2E}{M}}, \\ k &= \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2M\pi v}{h} = \frac{2\pi \sqrt{2ME}}{h}. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Так как ψ_0 относится к случаю $v = \text{const.}$, то, как мы видели в конце предыдущего параграфа, уравнение (22),

$$\nabla^2 \psi_0 + k^2 \psi_0 = 0. \quad (26)$$

Следовательно, задача сводится к решению уравнения

$$\nabla^2 \psi_1 + k^2 \psi_1 = \frac{V}{E} \psi_0. \quad (27)$$

* ∇^2 обозначает здесь $\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$.

** Число рассеянных α -частиц ничтожно по сравнению с общим числом частиц.

В уравнении (27) остается еще подставить значение потенциальной энергии V . Вычисление, которого мы здесь не приводим, дает

$$V = 2e^2 Z \left(\frac{1}{r} + \frac{Z}{a} \right) e^{-2r \frac{Z}{a}}. \quad (28)$$

В форм. (28) a обозначает радиус первой электронной орбиты

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 m_0 e^2},$$

e^2 — квадрат заряда электрона,

Z — атомный номер элемента,

r — расстояние.

Убедимся, что (28) удовлетворяет условиям задачи. При $r = \infty$ выражение (28) дает для V значение 0; это вполне соответствует тому обстоятельству, что на больших расстояниях заряд ядра компенсируется электронной оболочкой и потому не оказывает на α -частицу никакого действия. Когда же α -частица подходит очень близко к ядру ($r = 0$), то V обращается в ∞ . Решение уравнения (27) получается в виде интеграла по объему. В результате интегрирования получается

$$|\psi_1| = -\frac{8\pi^2 e^2 Z}{\lambda^2 E r} - \frac{1}{4k^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} + 4 \frac{Z^2}{a^2}}. \quad (29)$$

В волновой механике $\psi\psi^*$ (ψ и ψ^* комплексно сопряженные величины) дает плотность вероятности. В нашем случае ψ_1 реально, и поэтому плотность вероятности будет $|\psi_1|^2$. Самая вероятность представится отношением плотности $|\psi_1|^2$ к плотности $|\psi_0|^2 = 1$. Следовательно, заменив k его значением $\frac{2\pi}{\lambda}$, получим

$$\left| \frac{\psi_1}{\psi_0} \right|^2 = \left(\frac{e^2 Z}{2Er} \right)^2 \frac{1}{\left(\sin^2 \frac{\theta}{2} + \alpha^2 \right)^2}. \quad (30)$$

Здесь для сокращения величина $\frac{\lambda}{a} \frac{Z}{2\pi}$ принята равной α . Так как α^2 очень мало, то им можно пренебречь по сравнению с $\sin^2 \frac{\theta}{2}$. Таким образом, мы получаем формулу Резерфорда

$$\left| \frac{\psi_1}{\psi_0} \right|^2 = \left(\frac{e^2 Z^2}{2Er} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}},$$

выведенную им при помощи уравнений классической механики.

Проверим теперь предположение о том, что α^2 мало по сравнению с $\sin^2 \frac{\theta}{2}$. Длина волны λ может быть представлена так:

$$\lambda = \frac{h}{Mv} = \frac{h}{m_0 v} \cdot \frac{m_0}{M}. \quad (31)$$

Вычислим в отдельности множители, полагая, что скорость α -частицы $2 \cdot 10^9$ см:

$$\frac{M}{m_0} = \frac{4 \cdot 1 \cdot 66 \cdot 10^{-24}}{9 \cdot 10^{-28}} = 7 \cdot 10^3; \quad \frac{h}{m_0 v} = \frac{6.55 \cdot 10^{-27}}{9 \cdot 10^{-28} \cdot 2 \cdot 10^9} = 3.6 \cdot 10^{-9}.$$

Отсюда, согласно (31),

$$\lambda = \frac{3.6 \cdot 10^{-9}}{7 \cdot 10^3},$$

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 m_0 e^2} = \frac{(6.55 \cdot 10^{-27})^2}{4 \cdot (3.14)^2 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot (4.77 \cdot 10^{-10})^2} = 0.53 \cdot 10^{-8}.$$

Подставляя найденные величины в (31), получим для рассеяния золотом ($Z=79$)

$$\alpha = \frac{\lambda}{a} \frac{Z}{2\pi} = \frac{3.6 \cdot 10^{-9} \cdot 79}{7 \cdot 10^3 \cdot 0.53 \cdot 10^{-8} \cdot 2 \cdot 3.14} \approx 1.2 \cdot 10^{-3}.$$

Таким образом, поправочный член α^2 имел бы значение только для таких малых углов рассеяния, при которых и $\sin^2 \frac{\theta}{2}$ будет иметь соответственно малую величину. В малости поправочного члена α^2 и заключается причина того, что формула, выведенная при помощи классической механики, оказалась правильной. Иначе обстоит дело с рассеянием электронов: для электронов небольших скоростей можно пользоваться той же формулой Резерфорда, но для электронов, скорость которых приближается к скорости света, пригодны только формулы волновой механики.

В случае удара двух частиц одинаковой массы формула, выведенная на основании волновой механики, отличается от формулы классической механики также только добавочным членом. Однако этим членом пренебречь нельзя, так как он указывает, что под углом в 45° рассеяние должно быть вдвое больше того, которое дается классической теорией. Этот вывод волновой механики был подтвержден наблюдениями Чэдвака и Блеккетт над рассеянием α -частиц.

Укажем еще на один интересный вывод из квантовой теории. Если заряженные частицы имеют спин i , то рассеяние под углом в 45° , данное классической теорией, надо умножить на $\frac{2i+2}{2i+1}$ или на $\frac{2i}{2i+1}$, смотря по тому, подчиняются они статистике Бозе или же статистике Ферми. Таким образом, наблюдая рассеяние одинаковых частиц, можно определить i и решить вопрос о том, какую статистику нужно к ним применить.

Волновая механика позволила решить и некоторые вопросы, связанные с аномальным рассеянием α -частиц. Для объяснения аномального рассеяния представим себе, каким образом меняется потенциал вблизи ядра. На большом расстоянии, как это следует из опытов по рассеянию, электрическое поле меняется по закону Кулона, на более близких же расстояниях должны уже

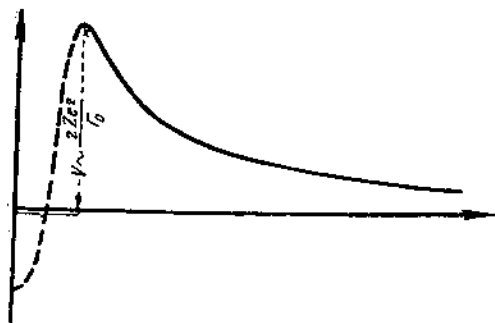
сказываться силы притяжения, связывающие ядро в одно целое. Схематически изменение потенциала с рассеянием представлено кривой фиг. 116. Теоретическое рассмотрение показывает, что добавочная рассеянная волна определяется величиной

$$-\frac{4\pi E z Z e^2}{e} \sqrt{\frac{m}{2E}} (2\varphi_0 - \sin 2\varphi_0), \quad (32)$$

где φ_0 определяется соотношением

$$\cos \varphi_0 = \sqrt{\frac{r_0}{z Z e^2}} E. \quad (33)$$

Посмотрим теперь, как будет меняться выражение (32) при постоянном увеличении E от 0. При $E=0$ фактор $\sqrt{\frac{m}{2E}} = \infty$,



Фиг. 116

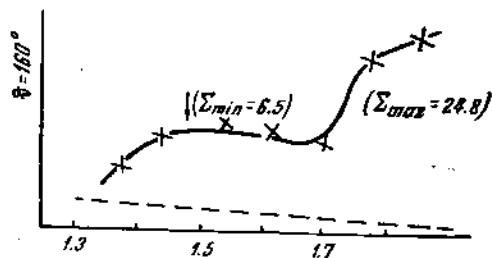
и, следовательно, (32) также равно нулю. Это значит, что при малых энергиях рассеяние происходит по формуле Резерфорда. Когда E начинает расти, то отклонение от этой формулы также постепенно увеличивается. При $E = \frac{z Z e^2}{r_0}$, как показывает (33), $\varphi_0 = 0$, и, следовательно, и $\sin 2\varphi = 0$. Выражение (32) делается рав-

ным 1, и добавочное рассеяние становится сравнимым с рассеянием по формуле Резерфорда. Кроме того, в том же промежутке могут встретиться такие значения энергии, при которых будет иметь место явление резонанса; в таких случаях аномальное рассеяние произойдет и при меньших значениях энергии E . Так как рассеивающая волна и в случае резонанса содержит фактор (32), который сильно уменьшается с увеличением Z , то нужно заключить, что и ширина резонансной зоны таким же образом уменьшается при переходе от более легких к более тяжелым элементам. Когда энергия E падающих α -частиц оказывается выше потенциального барьера $\left(\frac{z \cdot Z e^2}{r}\right)$, явление становится еще более сложным. Однако во всяком случае можно утверждать, что рассеяние будет аномальным (не резерфордовским). Точная количественная трактовка этого вопроса затрудняется тем, что мы не знаем закона, согласно которому изменяется кривая, начерченная на фиг. 116 пунктиром. Что аномальное рассеяние велико в случае легких элементов, можно видеть из экспериментальной кривой для β , найденной Ридлером (фиг. 117). Стрелками отмечены максимумы, а пунктиром начер-

чена кривая, которая должна была бы получиться в случае нормального резерфордского рассеяния.

§ 3. Теория естественного α -распада. С точки зрения классической теории очень трудно было представить себе вылет α -частицы из ядра атома. Опыты по рассеянию α -частиц тяжелыми элементами показали, что на расстоянии $r = 3 \cdot 10^{-12}$ закон Кулона еще остается в силе. В то же самое время из ядра атома вылетают даже такие частицы, энергия которых оказывается много меньше энергии α -частиц, служивших для опытов по рассеянию. Каким образом удастся пройти этим α -частицам через потенциальный барьер? Решение этого вопроса было дано Гамовым, затем Кондоном и Гурнеем.

С точки зрения волновой механики здесь можно провести следующую аналогию, предложенную Гамовым. Рассмотрим известное явление полного внутреннего отражения. При таком отражении часть световых колебаний проникает и во вторую среду, причем интенсивность их экспоненциально убывает



Фиг. 117

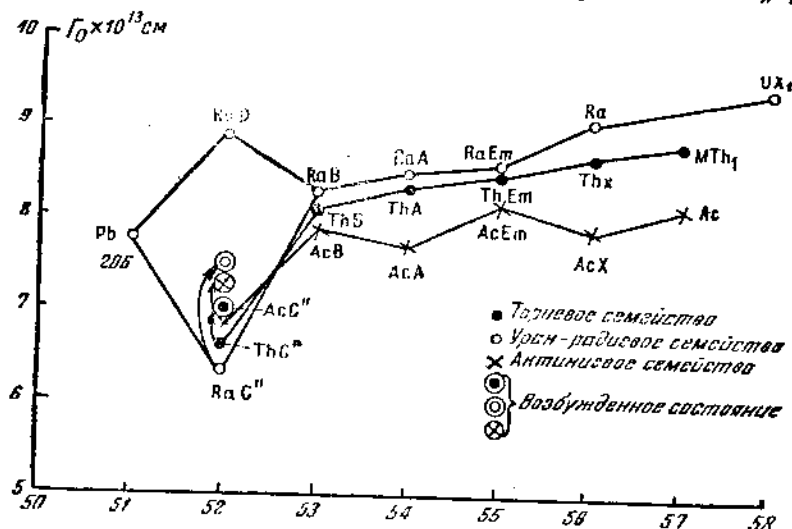
с расстоянием отражающей поверхности. Интересно, что понятие светового луча совершенно не приложимо к явлению проникновения колебаний во вторую среду; за отражающую поверхность проникают не лучи, а лишь световая энергия. Аналогично этому происходит и проникновение α -частицы через потенциальный барьер. Вместо частицы нам следует здесь рассматривать связанную с ней волну, которая всегда отчасти проникает через барьер. Наличие же волны вне барьера представляет с точки зрения волновой механики определенную вероятность нахождения там и α -частицы. Так как вылет α -частицы из ядра обозначает распад его, то с этой точки зрения постоянная распада также должна представлять собой некоторую вероятность. Эту вероятность можно вычислить, если воспользоваться уравнением Шредингера и точно задать закон изменения кривой фиг. 116. В своих первоначальных вычислениях Гамов пользовался прямоугольным барьером, в дальнейшем были введены некоторые поправки. Расчет показывает, что постоянная распада λ может быть выражена формулой

$$\lambda \approx \frac{v_\alpha}{2r_0} \cdot e^{-\frac{8\pi(Z-2)e^2}{h v_\alpha} \cdot (2\varphi_0 - \sin^2 \varphi_0)}, \quad (34)$$

где φ_0 определяется уже несколько иным соотношением, чем в § 2, а именно:

$$\cos \varphi_0 = \sqrt{\frac{r_0 E_\alpha}{2(Z-2)e^2}}.$$

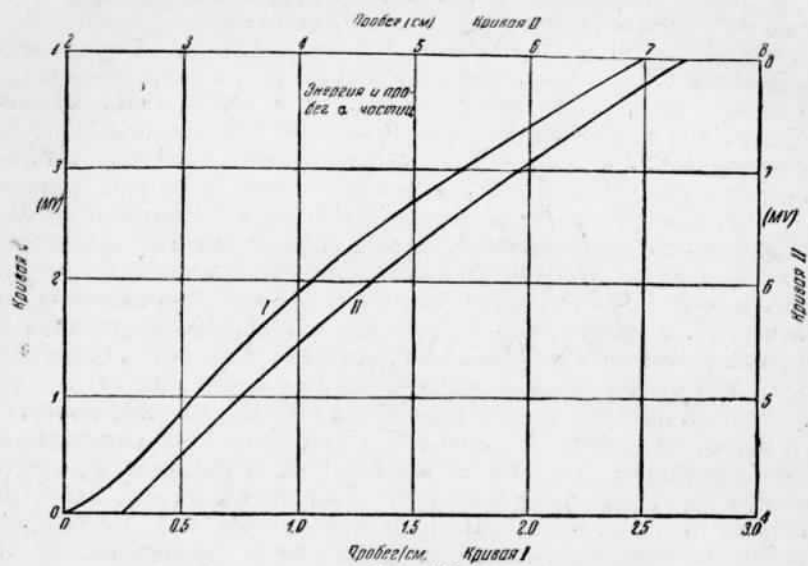
Продолжая упомянутую выше аналогию, можно интерпретировать (34) таким образом: $\frac{v_\alpha}{2r_0}$ представляет собой число „отражений от потенциального барьера“, которое претерпевает α -частица внутри ядра за единицу времени; что касается экспоненциального множителя, то он представляет собой „прозрачность“ самого барьера. Таким образом оказывается, что вероятность распада является произведением числа „отражений“ на „про-



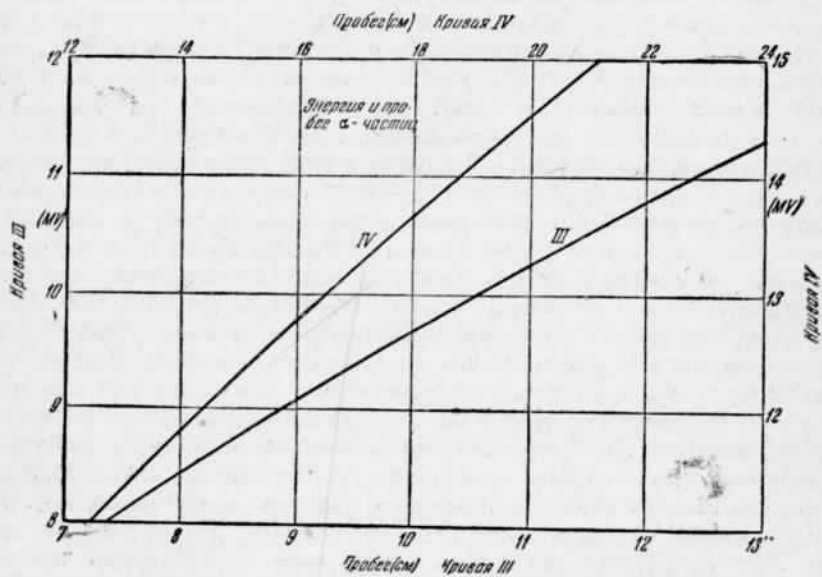
Фиг. 118

зрачность“. Формула (34) содержит в себе закон, устанавливающий связь между $\log \lambda$ и длиной пробега (энергией) α -частиц, эмпирически найденной Гейгером и Нуталом. Но, кроме того, формула (34) устанавливает зависимость постоянной распада от атомного номера элемента Z и от радиуса ядра r_0 . Эта последняя зависимость позволяет из известных уже эмпирически постоянных распада вычислить радиус ядра. На фиг. 118 даны радиусы различных радиоактивных элементов, вычисленные Гаммовым. Как видно из этой фигуры, вычисленные таким способом радиусы достаточно хорошо совпадают со значениями, полученными совершенно иным путем. Это совпадение нужно считать удовлетворительным еще потому, что из формулы (34) нельзя ожидать большей точности, чем $\pm 3 \cdot 10^{-13}$, т. е. радиуса ядра самой α -частицы. Эта неточность должна иметь место потому, что измерения при помощи формулы (34) радиусы относятся, в сущности говоря, к центру массы α -частицы. Заметим, что выражения для λ были получены затем целым рядом теоретиков, но все они отличаются друг от друга и от (34) лишь множителями, весьма близкими к единице.

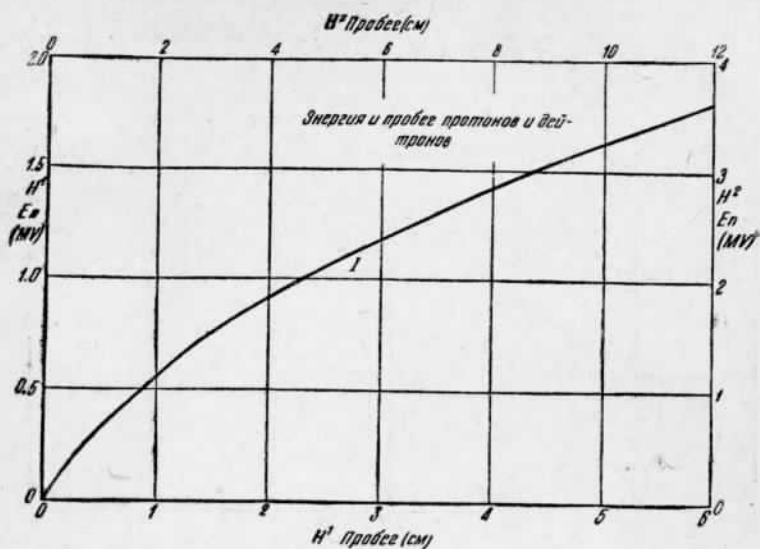
§ 4. Особенности β -распада радиоактивных элементов. Мы видели, что для объяснения явлений α -распада могут быть применены методы квантовой механики. Иначе дело обстоит с β -распадом. Тщательные экспериментальные исследования показали, что первичные β -частицы, вылетающие из ядра атома, в противоположность тем электронам, которые вырываются под влиянием γ -лучей из электронной оболочки, дают не линейчатый, а непрерывный энергетический спектр. Если же, несмотря на это, считать, что ядро атома в момент распада, а также и после распада находится в определенном квантовом состоянии, то непрерывность распределения энергии может быть объяснена лишь тем, что часть освобожденной при распаде энергии расходуется не на сообщение кинетической энергии вылетающему электрону, а на что-либо другое. Однако весьма тщательные калориметрические измерения над распадом $RaE \rightarrow Po$, сделанные Эллисом совместно с Вустером, показали, что никакой энергии, кроме той, которая идет на кинетическую энергию электронов, при этом не выделяется. Размытость в распределении энергии может быть объяснена тем самым механизмом, о котором мы упоминали в предыдущем параграфе. Действительно, как мы видели в главе о позитронах, при образовании пар энергия распределяется между позитроном и электроном неравномерно. Это вполне объясняет непрерывность спектра β -лучей, но не устраняет основного затруднения с энергией. В самом деле, если какой-либо из электронов получил при распаде ядра, скажем, 10% энергии, то позитрон должен принять на себя остальные 90%, которые он вместе с собой и унесет в ядро. Таким образом, и это объяснение приводит к тому, что в результате распада ядра атомов получаются не одинаковыми. Чтобы избавиться от этого затруднения, было предложено радикальное средство — отказаться от закона сохранения энергии (и массы, конечно). Однако дальнейшие исследования показали, что, несмотря на размытость, энергетические спектры первичных β -частиц имеют вполне определенную границу, что с точки зрения несохранения энергии должно казаться по меньшей мере странным. Поэтому был предложен еще один выход, который постепенно приобретает среди физиков все большее и большее число сторонников. Выход этот заключается в том, что, кроме известной нам уже на опыте нейтральной частицы — нейтрона, существуют еще и другие нейтральные частицы „нейтрино“. Предполагается, что масса нейтрино должна быть во много раз меньше, чем масса нейтрона. При каждом вылете первичной частицы вылетает и нейтрино, которое и принимает на себя весь избыток энергии. Проникающая способность нейтрино во много раз больше проникающей способности нейтрона, и потому наличие таких частиц, конечно, не могло быть замечено при помощи калориметра.



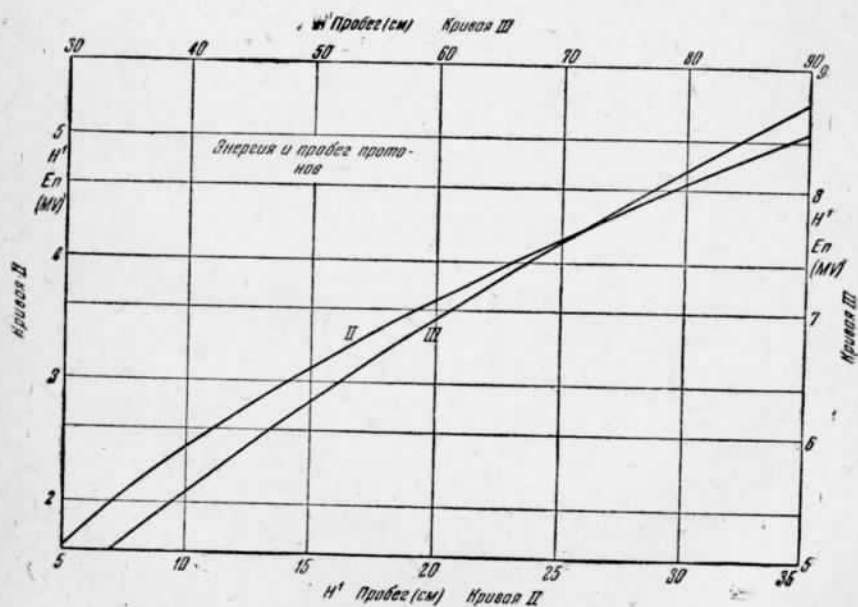
Фиг. 119а



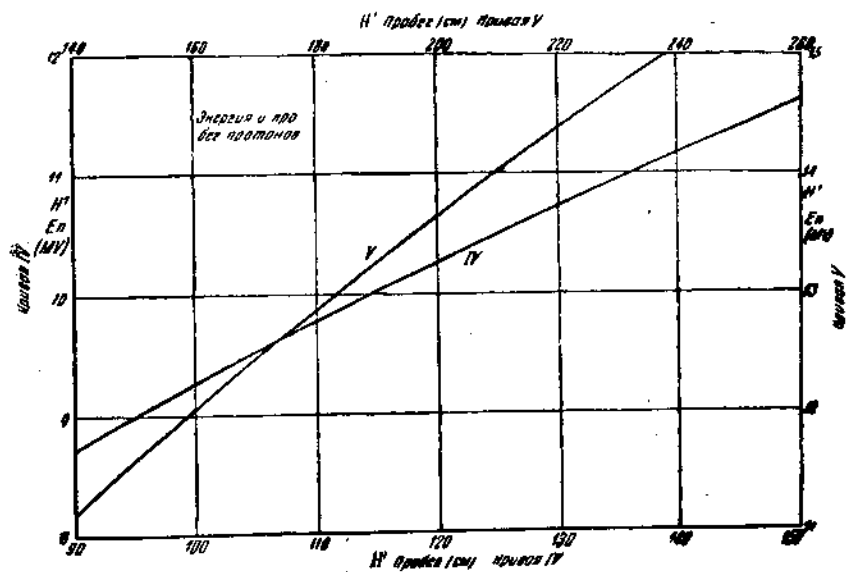
Фиг. 119б



Фиг. 120а



Фиг. 120б



Фиг. 120а

ОПЕЧАТКИ В ТЕКСТЕ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть	Ответственный за ошибку
17	8 сверху 17 снизу	Рассматривая табл. II, (An) 218	Рассматривая фиг. 1, (An) 219	Автор и редактор Автор
19	7 снизу	массе $\frac{h\nu}{c^2}$	массе $\frac{h\nu}{c^2}$	Корректор Головчинер
21	8 снизу	Для $e = 4.77 \cdot 10^{-10}$ эргов**	Для $e = 4.77 \cdot 10^{-10}$ **	Корректор Кичигин
78	17 сверху	Подставляя в (21)	Подставляя в (23)	Редактор
100	19 снизу	что радиоид J_{53}^{18}	что радиоид J_{53}^{128}	Корректор Шамбан
164	2 сверху	ядра $^*C_6^{12}$	ядра $^*C_6^{13}$	Автор

Опечатки в таблицах

Стр.	Строка против Z, Элемент	Стол- бец	Напечатано	Должно быть	
114	4 Be ¹⁰	5	0.3 (?)	< 0.3 (?)	Корректор Головчинер
118	51 Sb	4	11.2 дня	112 дней	—
	56 Ba ¹³⁹	8	Ba — n, Ba — d — p	Ba — n — γ, Ba — d — p	—
119	81 Ti ^{204, 206}	8	Ti — n — γ	Ti — n — γ	Корректор Головчинер
130	3 Li ⁶	4	< — 2.25	— 2.25	Автор
	4 Be ⁸	4	— 7.2	< — 7.2	Автор
131	20 Ca ⁴⁰	3	Se ⁴³	Se ⁴³	Корректор Шамбан
153	3 Li ⁶	8	1/2 (Li ⁶ — d — p α 0.5)	1/2 (Li ⁶ — d — α α 0.5)	Корректор Головчинер
	14 Si ²⁹	3	S ³⁰	Si ³⁰	Корректор Шамбан
171	28 Ni ⁵⁸	9	{ гамма γ = 7.4 MV	гамма	} Корректор Шамбан
	29 Cu ⁶⁵ Cu ⁶³	9		} γ = 7.4 MV	
173	53 J ¹²⁷	6		**	—
177	48 Cd ¹¹⁰	3	Cd ¹⁰⁹ ?	Cd ¹⁰⁹ ?	Корректор Шамбан
191	Mg ²⁴	5	или 9845	или 9945	Корректор Головчинер