539
Г63

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. И. ГОЛЬДАНСКИЙ, А. М. ГАЛЬПЕР,
Э. П. ТОПОРКОВА

ОСНОВЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ

ЧАСТЬ I

МОСКВА 1973

539
Г63

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. И. ГОЛЬДАНСКИЙ, А. М. ГАЛЬПЕР,
Э. П. ТОПОРКОВА

ОСНОВЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ

ЧАСТЬ I

Утверждено
в качестве учебного пособия
Ученым советом института

КНИГИ
Бородина
Александра Михайловича

УЧЕБНАЯ
БИБЛИОТЕКА
МИФИ

МОСКВА 1973

Основы ядерной физики и техники. Гольданский В. И., Гальпер А. М., Топоркова Э. П. Учебное пособие. Изд. МИФИ, 1973, 146 стр.

Данное учебное пособие является переработанным курсом лекций, который читали авторы в МИФИ на вечернем факультете, а также на двух факультетах «Автоматики» и «Кибернетики».

Учебное пособие состоит из двух частей.

В первой части рассматриваются вопросы, связанные со свойствами атомных ядер, радиоактивное излучение, применение радиоактивных изотопов, методы наблюдения ядерных реакций и их осуществление.

Во второй части освещаются ядерные реакции, цепные реакции деления, термоядерные реакции, а также космические лучи и физика элементарных частиц. Пособие рассчитано на студентов технических вузов, инженеров, а также вполне доступно широкому кругу читателей, интересующихся ядерной физикой.

Библиографии нет, иллюстраций 65, таблиц 17.

Всего — 1 экз.
Кнхр — 1 экз.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Август 1945 г. Конец второй мировой войны, самой кровопролитной и жестокой битвы, которую вели народы мира за прогресс, свободу и независимость. Уже разгромлены фашисткие орды в Европе. Завершался разгром милитаристской Японии. На горизонте будущего, казалось бы, ни одного темного облака. И в этот момент мир потрясен сообщением с Востока. 6-го, а затем 9-го августа на японские города Хиросиму и Нагасаки американцы сбросили бомбы небывалой разрушительной силы. Около четырехсот тысяч убитых и раненых в Хиросиме, сотни тысяч в Нагасаки — таков неполный итог этих варварских, не вызванных исторической необходимостью действий. Первыми ядерными взрывами заявила о себе во всеуслышание новая, мало кому известная до того времени область физики — ядерная физика. Эта страшная визитная карточка ядерной физики, первые успехи которой позволили создать подобное оружие, открыла миру глаза на необычайную опасность, таящуюся в использовании достижений ядерной физики в военных целях. Но в то же время стало очевидным, что человек получил в свои руки новый могучий источник энергии — атомной энергии.

Использование атомной энергии в мирных целях во всех отраслях народного хозяйства стало основой деятельности советских ученых. «Я счастлив,— говорил академик И. В. Курчатов,— что родился в России и посвятил свою жизнь атомной науке великой Страны Советов. Я глубоко верю и твердо знаю, что наш народ, наше правительство только благу человечества отдадут достижения этой науки». И уже в 1954 г. в Обнинске первая в мире Советская атомная электростанция дала промышленный ток. Первым невоенным судном с ядерным реактором был также советский ледокол «Ленин»— могучий флагман Арктики.

Большое внимание развитию атомной энергии было уделено на XXIV съезде КПСС. Так, в Директивах XXIV съезда КПСС по пятилетнему плану развития народного хозяйства СССР на 1971—1975 гг. говорится о том, что необходимо «предусмотреть значительное развитие атомной энергетики путем строительства крупных электростанций с установкой реакторов единичной мощности 1 млн. киловатт и выше. Ввe-

сти в действие мощности на атомных электростанциях в размере 6—8 млн. киловатт».

Быстрое развитие производства расщепляющихся материалов для военных целей и совершенствование атомного оружия привели к тому, что человечество поставлено перед дилеммой: либо будет запрещено дальнейшее производство и испытание атомного оружия, а использование атомной энергии будет происходить в мирных целях, либо человечество погибнет. Вот почему все прогрессивное человечество борется за запрещение ядерного оружия. Многие страны уже подписали Московский договор о запрещении испытаний ядерного оружия в атмосфере, в космическом пространстве и под водой.

Развитие ядерной физики вызвало к жизни целые новые отрасли науки и техники, такие, как вычислительная техника, вакуумная техника, послужило основой могучей атомной энергетики. Достижения ядерной физики нашли широкое применение в промышленности, сельском хозяйстве, медицине, геологии и т. п.

В Директивах XXIV съезда КПСС отмечается важность развития фундаментальных и прикладных наук.

«Обеспечить в новом пятилетии: развитие исследований по ядерной физике, физике твердого тела и полупроводников, квантовой электронике, физике плазмы, физике низких температур в целях создания новых материалов и эффективных методов их обработки; дальнейшее совершенствование методов преобразования энергии, промышленное освоение реакторов на быстрых нейтронах, более широкое исследование ядерных и радиационных процессов в науке и практике».

В связи с этим чрезвычайно расширяется круг людей, не просто интересующихся ядерной физикой, но использующих в своей деятельности ее достижения. Для первого ознакомления с ядерной физикой в помощь таким специалистам и предназначена предлагаемая книга.

ГЛАВА I

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФИЗИКИ МИКРОМИРА

§ 1. Из истории ядерной физики

Ядерная физика — это наука о строении, свойствах и превращениях атомных ядер. Началом предыстории ядерной физики принято считать открытие в 1896 г. естественной радиоактивности ядер французским физиком Анри Беккерелем и последующие знаменитые исследования супругов Марии и Пьера Кюри. Однако само открытие существования ядра в атоме было сделано в 1911 г. английским физиком Эрнестом Резерфордом. А в 1913 г. на Втором сольвеевском конгрессе, посвященном строению вещества, Резерфорд сделал об этом первое сообщение. Сольвеевские конгрессы в первой половине нашего столетия сыграли огромную роль в развитии современной физики. Это были международные конгрессы, на которых обсуждались самые актуальные проблемы зарождающейся современной физики. В 1963 г. состоялся Сольвеевский конгресс, посвященный 50-летию ядерной физики. В 1919 г. Резерфорд произвел первые опыты по расщеплению атомного ядра. Облучая азот α-частицами, т. е. ядрами гелия, испускаемыми радиоактивными веществами, он обнаружил появление ядер водорода и кислорода. Эта первая ядерная реакция может быть записана в виде

$$_2He^4 + {}_7N^{14} \rightarrow {}_1H^1 + {}_8O^{17}.$$

Следующим важнейшим этапом явилось открытие Джемсом Чадвиком в 1932 г. нейтрона.

Дальнейшие открытия идут с нарастающей быстротой. В 1934 г. французские ученые Ирен Кюри и Фредерик Жолио-Кюри обнаружили искусственную радиоактивность. В 1939 г. немецкие ученые Отто Хан и Ф. Штрассман открывают деление ядер урана медленными нейтронами, в результате которого выделяется значительная энергия. В 1940 г. советские ученые Г. Н. Флеров и К. А. Петржак открыли спонтанное, т. е. самопроизвольное, деление ядер. По мере исследования деления ядер урана стало очевидным, что испускаемые при делении нейтроны могут быть в свою

очередь использованы для инициирования новых актов деления. В результате такой саморазвивающейся реакции, получившей название цепной, должно выделяться огромное количество энергии.

Впервые управляемая цепная реакция в лабораторных условиях была осуществлена в 1942 г. в Чикаго под руководством итальянского физика Энрико Ферми на установке, получившей название котла или ядерного реактора. А в 1946 г. под руководством И. В. Курчатова был запущен первый советский реактор.

Анализ первой ядерной реакции показал, что характер ее протекания в существенной мере зависит от энергии бомбардирующих α-частиц. Это заставило физиков искать пути искусственного ускорения протонов, α-частиц и более тяжелых ядер, используемых в качестве снарядов. И, наконец, были изобретены первые линейные ускорители Кокрофта — Уолтона и Ван де Граафа. А в 1930 г. американский физик Эрнест Лоуренс строит первый циклотрон. Усовершенствование ускорительной техники, основанное на трудах советского ученого В. И. Векслера, привело в дальнейшем к созданию гигантских ускорителей, таких, например, как крупнейший в мире Серпуховский синхрофазотрон, работающий с 1967 г. и позволяющий ускорять протоны до энергии космических масштабов — 76 млрд. *эв*.

По мере роста энергии ускоренных частиц физикам удалось не только полностью расщепить атомные ядра на их составные части — протоны и нейтроны, но и искусственно получить ранее неизвестные элементарные частицы. Одной из таких частиц являются переносчики ядерных сил — π-мезоны, роль которых в ядерной физике аналогична роли квантов в электродинамике. Были также искусственно получены тяжелые мезоны (каоны), гипероны, резонансы, античастицы. В настоящее время насчитывается более двухсот элементарных частиц.

Еще в 1940 г. благодаря ускорителям появились первые трансурановые элементы, которые оказались тяжелее урана,— нептуний с атомным номером 93 и плутоний с атомным номером 94 (так называемые трансурановые). С тех пор с помощью различных методов, включающих облучение урана и других тяжелых элементов нейтронами в реакторах или ускоренными ядрами легких элементов на ускорителях, были получены трансурановые элементы вплоть до элемента с атомным номером 105. Элемент 104 — «курчатовий» — стал называться в честь выдающегося советского физика И. В. Курчатова. Его открыли Флеров и его сотрудники в Дубне.

Как уже отмечалось, реакции деления тяжелых ядер под действием нейтронов являются энергетически выгодными.

Однако это — не единственный и отнюдь не самый энергетически выгодный ядерный процесс. Несравненно больше энергии могут дать реакции слияния (синтеза) легких в более тяжелые ядра. В случае деления ядер высвобождение энергии связано с уменьшением массы атомных ядер всего на 0,9%, при соединении изотопов водорода в гелий — почти на 8%. В 1953 г. была впервые осуществлена неуправляемая реакция термоядерного синтеза гелия в водородной бомбе. Попытки осуществить управляемую реакцию составляют одну из основных задач, стоящих в настоящее время перед ядерной и физикой вообще. Можно надеяться, что в относительно недалеком будущем наука сумеет в полной мере овладеть термоядерным синтезом и, таким образом, избавит человечество от угрозы энергетического голода.

Еще большее выделение энергии, отвечающее стопроцентному уменьшению массы покоя взаимодействующих частиц, можно получить при аннигиляции вещества с антивеществом. Однако в настоящее время рано даже в самом общем виде говорить о сколько-нибудь крупномасштабной реализации этого процесса.

Параллельно с выдающимися экспериментальными открытиями и во многих случаях в прямой зависимости от них происходило развитие теоретических представлений. Здесь следует напомнить об идее Макса Планка о кванте действия (1900 г.), специальной теории относительности Альберта Эйнштейна (1905 г.), теории атома Нильса Бора (1911 г.), предположении о волновых свойствах частиц, высказанное Луи де Бройлем (1923 г.). В 20—30 гг. нашего столетия созданы и успешно развиваются квантовая механика Вернера Гейзенберга, Эрвина Шредингера, Поля Дирака и их последователей, мезонная теория ядерных сил Хидеки Юкавы, теория ядерных реакций и капельная теория деления ядра, над возникновением которых работали Нильс Бор, Л. Д. Ландау, Лиза Мейтнер и Отто Фриш, Я. И. Френкель и Джон Уилер, теория ядерных цепных реакций Ю. Б. Харитона и Я. Б. Зельдовича. В 50—60 гг. разрабатывались теоретические работы в области элементарных частиц, конечная цель которых — построение детальной теории ядерных сил.

§ 2. Взаимодействия в микромире

Все многообразие изучавшихся в «доядерные» времена явлений природы можно было объяснить с помощью двух типов сил — гравитационных и электромагнитных. Эти силы обладают характерными свойствами и подчиняются определенным закономерностям, одной из которых является прямая зависимость силы от произведения взаимодействующих масс (в случае электромагнитных сил — от произведения

взаимодействующих зарядов) и обратная пропорциональность квадрату расстояния между взаимодействующими объектами. Для объяснения молекулярных и атомных явлений потребовалось создать новый теоретический аппарат — квантовую механику и соответственно квантовую электродинамику, из которой обычная механика, например, следует как частный случай. Однако в основе этих явлений по-прежнему лежат гравитационные и электромагнитные силы. К настоящему времени свойства этих сил настолько хорошо известны, что в принципе можно провести строгое теоретическое рассмотрение практически всех процессов, происходящих в такой сложной системе, как атом и даже молекула.

Изучение внутриядерных явлений привело к обнаружению сил нового типа, получивших название ядерных. Изучение свойств ядерных сил и результатов взаимодействия ядерных объектов друг с другом составляет предмет ядерной физики. К настоящему времени многие свойства ядерных сил уже известны. Однако этого еще не достаточно, чтобы можно было бы даже в принципе (т. е. оставляя в стороне чисто расчетные трудности) заранее предсказать результат любого ядерного взаимодействия. Пока не существует полной теории ядерных сил, и во многих случаях для предсказания результатов взаимодействия используются различные теоретические модели, опирающиеся на известные свойства ядерных сил и правильно отражающие лишь ту или иную сторону процесса. Поэтому во многих случаях окончательно решает эксперимент.

Ниже приведем некоторые из основных свойств ядерных сил.

Короткодействие ядерных сил. Действительно, в чрезвычайно малых размерах ядер (приблизительно 10^{-12} *см*) радиус действия ядерных сил, удерживающих в едином ядре протоны и нейтроны, называемые нуклонами, такого же порядка.

Ядерные силы носят *характер притяжения.* В противном случае вообще не существовало бы атомных ядер. Последние экспериментальные данные показывают, что на очень малых расстояниях, много меньших 10^{-12} *см*, знак действия ядерных сил меняется, т. е. вместо притяжения наблюдается отталкивание.

Ядерные силы *значительно превосходят кулоновские.* Если бы ядерные силы были слабее кулоновских, то уже два протона (а в ядре урана их 92) не могли бы находиться на таком близком расстоянии, как размеры ядра. Величину ядерных сил можно приблизительно оценить из того факта, что для ядер с большим числом протонов кулоновские силы могут сравняться с ядерными и ядро начнет самопроизвольно делиться. Именно этим объясняется ускоряющееся с уве-

личением заряда ядра спонтанное деление ядер элементов конца периодической системы Менделеева.

Ядерные силы *не зависят от знака электрического заряда взаимодействующих частиц.* Действительно, ядерные силы удерживают вместе заряженные и нейтральные частицы — протоны и нейтроны. Более того, ядерные силы, действующие между парой нейтронов и протонов, равны. Это свойство ядерных сил называется зарядовой независимостью или зарядовой инвариантностью.

Одним из интересных свойств ядерных сил является их *обменный характер.* Ядерное взаимодействие обусловлено тем, что частицы обмениваются заряженными или нейтральными квантами ядерного поля, причем обмен заряженными мезонами отвечает, очевидно, обмену электрическим зарядом между протоном и нейтроном.

В отличие от электромагнитных сил ядерные силы обладают *свойством насыщения.* Этим свойством ядро напоминает атом с определенным числом валентных связей. Если все эти связи заполнены, то атом попросту перестает взаимодействовать с другими атомами. Насыщение ядерных сил выражается следующим образом: если мы попытаемся удалить из ядра протон или нейтрон, то понадобится преодолеть ядерные силы притяжения этой частицы другими, остающимися в ядре. Казалось бы (по примеру электромагнитных сил), сделать это будет тем труднее, чем больше нуклонов в ядре. Однако почти для всех ядер, начиная с самых легких и кончая самыми тяжелыми, энергия связи нуклона почти не меняется. Можно предположить, что нуклоны в ядре сильно связываются в небольшие группы, связь же между такими группами слабая. Подобной группой может быть, например, ядро гелия, т. е. α-частица (два протона плюс два нейтрона), и тогда, вырывая нуклон из сложного ядра (т. е. из α-частицы), преодолеваем каждый раз одни и те же силы.

Еще одним свойством ядерных сил является *зависимость их от направления спинов (собственных моментов количества движения) взаимодействующих частиц.* Например, если спины протона и нейтрона параллельны, т. е. направлены в одну сторону, то сила взаимодействия между этими частицами больше. Ядро тяжелого водорода (дейтерия) — дейтон — состоит из протона и нейтрона, спины которых параллельны. Если же они антипараллельны, то связь протона с нейтроном оказывается слабее. И, действительно, в природе отсутствует ядро, подобное дейтону, но с антипараллельными спинами протона и нейтрона.

Большая величина ядерных сил по сравнению со всеми другими позволяет назвать взаимодействие, в котором они проявляются, «сильным». Сделать это оказалось тем более необходимым, что при изучении ядерных объектов мы встреча-

емся с еще одним новым типом взаимодействий, так называемых «слабых» взаимодействий. Примером последних является радиоактивный бета-распад ядер, в результате которого нейтрон или протон взаимно превращаются друг в друга, испуская электрон и антинейтрино (позитрон и нейтрино), и происходит превращение одного элемента в другой. Хотя слабые взаимодействия совершаются также в ядерных объектах, их свойства и характер резко отличны от свойств сильных взаимодействий.

Для большей наглядности в табл. 1 приведены различные типы взаимодействий и некоторые их свойства. Из таблицы видно, что роль их в микромире существенно разная. В частности, гравитационное взаимодействие благодаря чрезвычайной его слабости практически не играет никакой роли, и в дальнейшем рассматриваться не будет. Электромагнитное взаимодействие должно в общем случае включаться в рассмотрение каждый раз, когда речь идет об объектах, имеющих электрический заряд. Что же касается слабого взаимодействия, то, несмотря на это, в ряде случаев оно выступает в единственном числе и играет определяющую роль. В дальнейшем такие случаи будут рассмотрены особо.

Есть еще одно очень важное различие четырех типов взаимодействия (см. табл. 1) — их отношение к законам сохранения. Существует целый ряд классических и квантовых законов сохранения, причем с такими из них, как закон сохранения энергии, импульса, момента количества движения, заряда, четности, мы уже знакомы. Другие же, как законы сохранения барионного и лептонного зарядов, закон сохранения странности и т. д., специфичные для микромира и новые для нас, в дальнейшем будут изучаться. Каждый закон требует сохранения в процессе взаимодействия той или иной величины (например, заряда и т. д.), а все они вместе определяют в целом весь процесс. Мы привыкли считать законы сохранения строгими, выполняющимися при любом типе взаимодействия. Что касается законов сохранения энергии, импульса, момента количества движения, электрического заряда, то это справедливо. В то же время для некоторых из перечисленных выше законов это не так. Строгие для одного типа взаимодействия, они нарушаются в другом.

Рассмотрим, для примера, закон сохранения четности. Функция, описывающая состояние системы до взаимодействия, может быть четная или нечетная по отношению к зеркальному отображению или к операции инверсии (обращения знаков) всех трех координат. Если мы запишем функцию в виде $\psi(xyz)$, то ее четность будет положительная при

$$\psi(x, y, z) = \psi(-x, -y, -z) \qquad (I.1)$$

Таблица 1

Свойства	Типы взаимодействия			
	ядерное (сильное)	электромагнитное	слабое	гравитационное
Интенсивность (относительная величина взаимодействия)	1	10^{-2}	10^{-14}	10^{-40}
Радиус действия, *см*	10^{-12}	∞	10^{-16}	∞
Время действия, *сек*	10^{-24}	10^{-16}	$10^{-10} \div 10^{10}$	10^{17}
Квант-переносчик взаимодействия	π-Мезон	γ-Квант	W-Бозон (пока еще не обнаружен)	g-Гравитон (пока еще не обнаружен)
Область действия	Атомные ядра, взаимодействия элементарных частиц	Взаимодействия частиц, имеющих электрический или магнитный момент, некоторые электромагнитные распады частиц	Превращение элементарных частиц друг в друга (радиоактивный β-распад ядер)	Взаимодействие объектов, обладающих гравитационной массой
Наличие достаточно универсальной теории, описывающей взаимодействие	Нет, есть различные частные модели	Есть	Есть	Есть

и соответственно отрицательная при

$$\psi(x, y, z) = -\psi'(-x, -y, -z). \qquad (I.2)$$

В первом случае функция — четная, во втором — нечетная. После взаимодействия она должна вести себя аналогичным же образом по отношению к инверсии координат, т. е. быть четной или нечетной. Другими словами, результаты физического процесса не должны зависеть от выбора правой или левой системы координат, в которой это явление описывается. До 1956 г. сохранение четности считалось строгим законом, выполняющимся во всех типах взаимодействия. Однако при изучении таких процессов распада частиц, за которые ответственно слабое взаимодействие, выяснилось, что четность волновой функции, описывающей систему до и после взаимодействия, изменяется.

Впоследствии мы увидим, что по мере ослабления интенсивности взаимодействия от сильного к гравитационному число нарушающихся законов сохранения возрастает. Роль же каждого закона сохранения и границы его применимости мы рассмотрим в дальнейшем.

§ 3. Особенности микромира и основные квантово-механические понятия

Мы предполагаем, что с особенностью микромира, со способами описания различных явлений в этой области читатели в основном знакомы из курса атомной физики и ниже напомним лишь некоторые важные моменты.

Одним из основных свойств микромира является проявление дуализма материи, т. е. микрообъекты обладают как корпускулярными, так и волновыми свойствами. В этом смысле свободному движению любой частицы или ядра можно сопоставить распространение монохроматической волны, называемой «волной де Бройля», длина которой

$$\lambda = \frac{\hbar}{p}, \qquad (I.3)$$

где $\hbar$ — постоянная Планка; p — импульс частицы. Амплитуда такой волны постоянна; это означает, что свободную частицу с равной вероятностью можно обнаружить в любой точке безграничного пространства. Положение частицы в пространстве оказывается неопределенным.

Если же микрочастица описывается волной, сосредоточенной в малой области пространства Δx, то это означает, что положение частицы фиксировано с точностью Δx. Такая частица описывается уже немонохроматической волной. Волна, амплитуда которой отлична от нуля лишь в конечной области пространства Δx, в действительности представляет собой це-

лый набор монохроматических волн с различными частотами, которые гасят друг друга за пределами области Δx и усиливают лишь в пределах этой области. Таким образом, сконцентрированный в малой области пространства набор волн, или, как говорят, волновой пакет, образуется в результате сложения монохроматических волн с различными частотами, занимающими интервал $\Delta\nu$, а это, в свою очередь, означает, что частица, описываемая таким волновым пакетом, не может иметь определенной скорости. Действительно, из соотношения де Бройля

$$v = \frac{\hbar}{m\lambda} = \nu \frac{\hbar}{mc}$$

следует, что скорость микрочастицы заключена в интервале

$$\Delta v = \Delta\nu \cdot \frac{\hbar}{mc}.$$

Чем меньше Δx, тем больше $\Delta\nu$ и, следовательно, Δv.

Соотношение, связывающее Δx и Δv, называется соотношением неопределенности Гейзенберга. Его можно записать в следующем виде:

$$m\,\Delta v\,\Delta x \approx \hbar. \tag{I.4}$$

Это соотношение показывает, что чем точнее фиксируется положение частицы в данный момент, тем неопределеннее оказывается ее скорость. Таким образом, в квантовой механике утрачивается привычное для классической физики представление о траектории частиц.

Принцип неопределенности связывает точность определения энергии и неопределенность во времени Δt существования системы или частицы в данном энергетическом состоянии ΔE

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar. \tag{I.5}$$

Смысл последнего соотношения заключается в том, что если система существует бесконечно долго в некотором энергетическом состоянии, то в этом случае она обладает определенным значением энергии, которое может быть достаточно точно измерено.

Другая особенность микромира связана с дискретностью или квантованностью энергии, момента количества движения и целого ряда других величин. Например, момент количества движения принимает следующие значения:

$$M = \hbar\sqrt{l(l+1)}, \tag{I.6}$$

где l — целое число, равное 0, 1, 2, ... Наиболее ярко квантовые свойства момента M проявляются в том, что он не может ориентироваться в пространстве произвольным образом, или, как говорят, он подвержен «пространственному квантованию».

Проекция момента количества движения на любое направление принимает только целочисленные значения (в единицах $\hbar$). Максимальное значение проекции M на любое направление равно $M_{\text{проек. макс}} = \hbar l$. Следует отметить, что величина проекции меньше самого момента.

Состояние частицы или системы частиц (например, ядра) в квантовой механике характеризуется волновой функцией $\psi(xyz)$, которая может быть получена из решения уравнений Шредингера

$$\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2} - U(r)\psi = E\psi,$$

где $U(r)$ — потенциал взаимодействия; E — собственная энергия частицы или системы. Решение уравнения Шредингера для сферически симметричного потенциала взаимодействия приводит автоматически к квантованности энергии и момента количества движения.

Одной из интересных особенностей микромира является существование так называемого принципа Паули, заключающегося в том, что в замкнутой системе не может быть двух частиц с полуцелым спином, находящихся в одинаковых энергетических состояниях. На частицы с целым спином (0, $\hbar$, $2\hbar$...) принцип Паули не распространяется.

Наконец, в рассматриваемых в ядерной физике явлениях частицы очень часто обладают скоростями, близкими к предельно допустимой скорости — к скорости света. Еще в 1905 г. Эйнштейн открыл законы и создал теорию, позволяющую проводить рассмотрение процессов, происходящих при взаимодействии частиц со столь высокими скоростями. Теория Эйнштейна, получившая название теории относительности, вложила новый смысл в законы сохранения энергии.

Согласно этой теории при приближении скорости частицы к скорости света масса ее возрастает согласно формуле

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \tag{I.7}$$

где m_0 — масса частицы в состоянии покоя (масса покоя), а v и c — скорости частицы и света соответственно.

Полная энергия частицы и ее импульс имеют следующий вид:

$$E_{\text{пол}} = mc^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \tag{I.8}$$

$$p = mv = \frac{m_0v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \tag{I.9}$$

Энергия и импульс частицы, зависящие от скорости, меняются при переходе из одной системы координат в другую, движущуюся по отношению к первой. Однако масса покоя частицы постоянна и не зависит от системы координат. Это обстоятельство приводит к определенному соотношению между энергией и импульсом, называемому инвариантом,

$$E_{\text{пол}}^2 - p^2c^2 = m_0^2c^4 = \text{Inv}. \tag{I.10}$$

С ростом скорости возрастает и время жизни частицы

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \tag{I.11}$$

где τ_0 — время жизни в состоянии покоя.

Увеличение времени жизни частицы при движении со скоростью, близкой к скорости света, играет важную роль в экспериментальной ядерной физике.

ГЛАВА II

ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ АТОМНЫХ ЯДРАХ

§ 1. Строение ядер

Известно, что атом состоит из положительно заряженного ядра и электронных оболочек. В целом атом электрически нейтрален. Его размеры составляют примерно 10^{-8} *см*, размеры же ядра, в котором сосредоточена практически вся масса атома, имеют порядок 10^{-13}—10^{-12} *см*.

Ядро атома состоит из протонов и нейтронов (нуклонов). Протон — это ядро самого легкого атома — водорода. Электрический заряд протона положителен и по абсолютной величине равен заряду электрона ($e=4{,}8\cdot10^{-10}$ CGSE). Число протонов в ядре определяет его заряд Z. Нейтрон не обладает электрическим зарядом, его масса немного превышает массу протона. Сумма протонов и нейтронов называется массовым числом A. Заряд ядра Z и массовое число A являются важнейшими характеристиками ядра. Протон и нейтрон обладают также собственным моментом количества движения, равным $\frac{1}{2}\hbar$. В табл. 2 приведены основные характеристики частиц, входящих в состав атома.

Таблица 2

Частица	Масса			Заряд (в единицах заряда электрона)	Спин $\hbar$
	г	*а.е.м.*	*Мэв*		
Электрон	$9{,}11\cdot10^{-28}$	$5{,}49\cdot10^{-4}$	0,51	—1	1/2
Протон	$1{,}672\cdot10^{-24}$	1,007276	938.25	+1	1/2
Нейтрон	$1{,}675\cdot10^{-24}$	1,008665	939,55	0	1/2

За массовую единицу в ядерной физике принимают $\frac{1}{12}$ массы атома ${}_6C^{12}$ ($M_{C^{12}}=12{,}0000000...$ *а.е.м.*). В качестве энергетических единиц используют электрон-вольт

$$1\ эв=1{,}6\cdot10^{-12}\ эрг,\quad 1\ Мэв=10^6\ эв$$

и 1 *Гэв* = 10^9 *эв*.

Принимая во внимание соотношение Эйнштейна $E = mc^2$, получаем, что одна атомная единица массы, выраженная в энергетических единицах,

1 *а.е.м.* = 931, 481 *Мэв*.

Для записи атомных ядер общепринято следующее обозначение ${}_Z\text{Э}_л^A$, где $\text{Э}_л$ — символ химического элемента; A — массовое число; Z — заряд ядра. Например, ядро урана запишется так ${}_{92}U^{238}$.

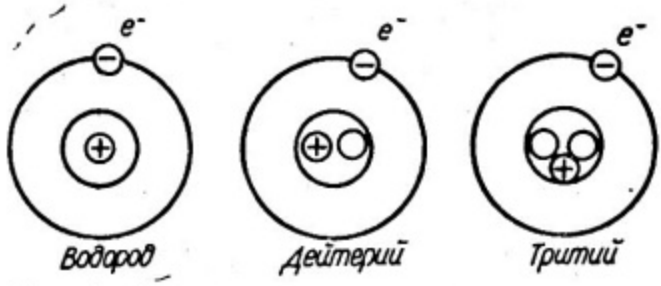


Рис. 1. Схема строения изотопов водорода.

Иногда внизу справа от символа элемента указывают число нейтронов, например ${}_{92}U^{238}_{146}$. Ядра с одним и тем же зарядом Z с одинаковым числом протонов, но с разными массовыми числами A получили название изотопов *. Так, у водорода имеется три изотопа: ${}_1H^1$ — протий (ядро — протон), ${}_1H^2$ — дейтерий (ядро — дейтон), ${}_1H^3$ — тритий (ядро — тритон). На рис. 1 схематично изображено строение атомов трех изотопов водорода.

Существуют ядра, у которых имеется большое количество изотопов. Так, например, у олова имеется около 30 изотопов, 10 из которых стабильны.

Ядра с одинаковым числом нейтронов называются изотонами (например, ${}_4Be^7$, ${}_3Li^6$). Ядра с разным числом протонов и нейтронов и с одинаковым массовым числом A получили название изобар.

Примером такой стабильной триады изобар являются ядра

${}_{40}Zr^{96}$, ${}_{42}Mo^{96}$, ${}_{44}Ru^{96}$.

Всего в природе насчитывается около 300 устойчивых (стабильных) изотопов и около 50 неустойчивых (радиоактивных). Искусственно же, в разнообразных ядерных реакциях получено более 1800 изотопов, причем около 100 из них в трансурановой области, лежащей за ураном ${}_{92}U^{238}$.

---

* Слово «изотоп» означает в переводе «то же самое место», т. е. все изотопы данного элемента находятся в одном и том же месте периодической таблицы Менделеева.

Если все известные изотопы представить в виде точек на плоскости с координатами, соответствующими числу нейтронов N (ось абсцисс) и числу протонов Z (ось ординат) в данном ядре, то получим некоторую слегка расширяющуюся конусообразную область (рис. 2). Эта область медленно загибается к оси абсцисс, что соответствует возрастающему превышению числа нейтронов N над протонами для тяжелых ядер.

На рис. 2 изображены различные ядра, расположенные на прямой, параллельной оси абсцисс, которые являются изотопами, а ядра, расположенные на прямой, параллельной оси ординат,— изотонами. Наконец, ядра, расположенные на линии, проведенной перпендикулярно биссектрисе, являются изобарами. В середине области (по биссектрисе) находятся изотопы, чаще всего встречающиеся в природе. В основном это — стабильные ядра, а справа и слева от них, как правило,— радиоактивные.

§ 2. Определение зарядов и масс ядер

Определение зарядов ядер. Одним из основных методов определения электрических зарядов ядер являются методы, основанные на изучении процессов рассеяния α-частиц (ядер гелия ${}_2He^4$) на ядрах. Первоначально процесс рассеяния α-частиц на ядрах был рассмотрен Эрнестом Резерфордом теоретически, а затем изучен экспериментально. Формула Резерфорда для рассеяния α-частиц на ядрах имеет вид (см. гл. V, § 1)

$$d\sigma \sim \left(\frac{zZe^2}{Mv^2}\right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \theta/2}, \qquad \text{(II.1)}$$

где $d\sigma$ — дифференциальное сечение рассеяния α-частиц, т. е. отношение числа рассеянных α-частиц под некоторым углом θ в пределах телесного угла $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ к числу падающих на 1 $см^2$ α-частиц; Ze — заряд ядра; ze — заряд падающей частицы, в случае α-частиц $z=2$; Mv^2 — удвоенная кинетическая энергия α-частиц.

Измеряя в эксперименте дифференциальное сечение рассеяния α-частиц, определяем заряд ядра. Многочисленные эксперименты, проведенные по рассеянию α-частиц на разных ядрах, показали, что заряд ядра равен атомному номеру химического элемента в периодической таблице Менделеева.

Заряд ядра может быть также получен из изучения характеристических рентгеновских спектров различных элементов. При исследовании рентгеновских спектров химических элементов Мозели установил в 1913 г. простую зави-

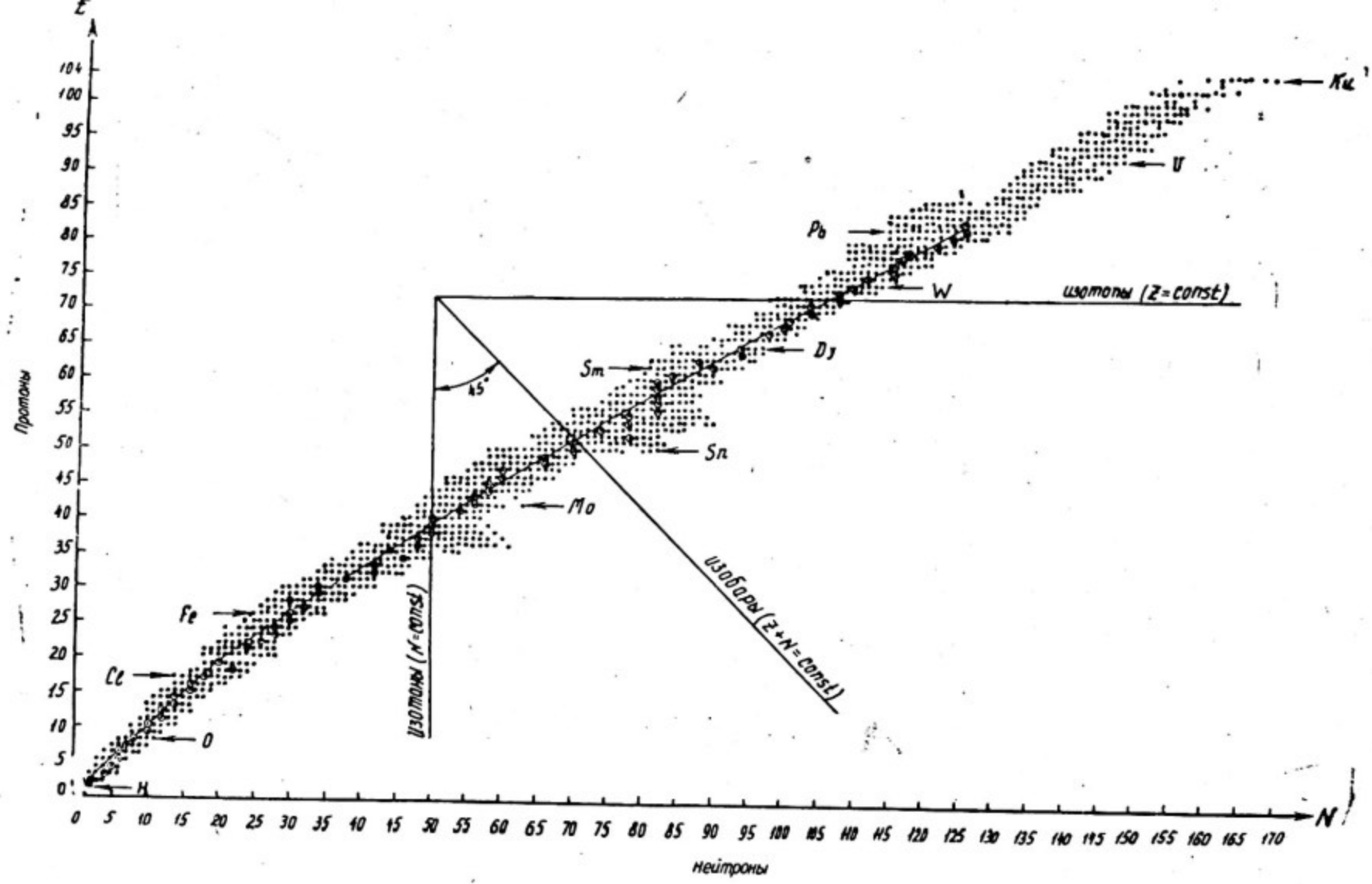


Рис. 2. Диаграмма изотопов.

симость, связывающую частоту спектральной линии ν с атомным номером Z испускающего это излучение элемента

$$\nu = R(Z - a)^2, \qquad (II.2)$$

где R и a — некоторые константы. Если изобразить зависимость $\sqrt{\nu}$ от атомного номера Z графически, то получается

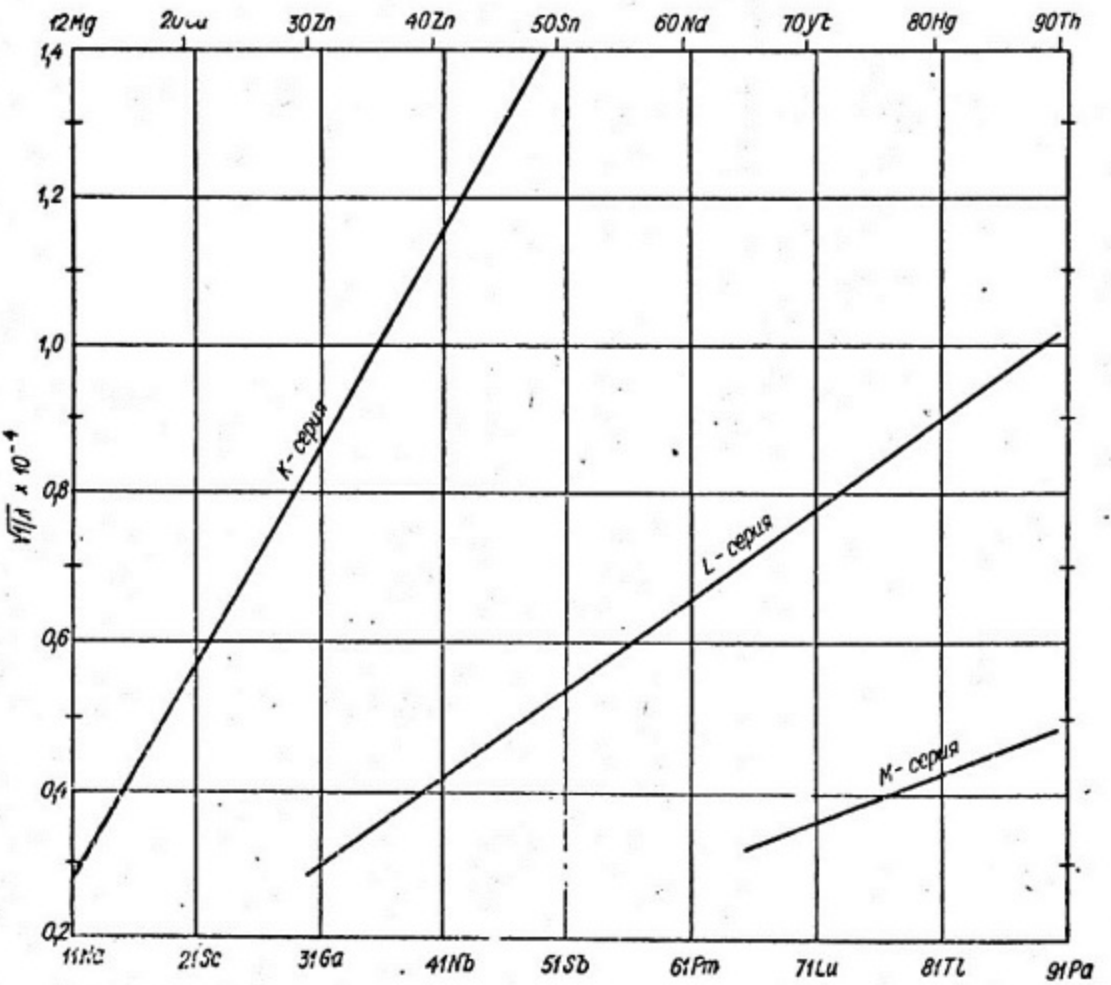


Рис. 3. Диаграмма Мозели.

прямая линия. Такие графики известны как диаграммы Мозели. Типичная диаграмма представлена на рис. 3. Таким образом, можно определить атомный номер элемента, а следовательно, заряд ядра, если известен его рентгеновский спектр.

Особенно важным является определение заряда трансурановых ядер. То обстоятельство, что практически все вновь образуемые трансурановые ядра радиоактивны, облегчает эту задачу. Радиоактивный распад ядер будет рассмотрен подробно в дальнейшем, а сейчас только отметим, что при радиоактивном распаде ядер могут испускаться α-частицы и

$\beta^{\pm}$-частицы (отрицательные и положительные электроны). При α-распаде ядра его заряд уменьшается на 2, а массовое число на 4 единицы; при $\beta^{\mp}$-распаде заряд меняется на ± 1, а массовое число остается без изменения. Эти правила изменения зарядов и массовых чисел при радиоактивном распаде ядер обычно называются правилами смещения Содди. Их можно записать следующим образом:

$$\left.\begin{array}{lll} {}_{Z}X^{A} \xrightarrow{\alpha} {}_{Z-2}Y^{A-4}, & \text{например} & {}_{88}Ra^{226} \xrightarrow{\alpha} {}_{86}Rn^{222}, \\ {}_{Z}X^{A} \xrightarrow{\beta^-} {}_{Z+1}Y^{A}, & \text{например} & {}_{1}H^{3} \xrightarrow{\beta^-} {}_{2}He^{3}, \\ {}_{Z}X^{A} \xrightarrow{\beta^+} {}_{Z-1}Y^{A}, & \text{например} & {}_{14}Si^{27} \xrightarrow{\beta^+} {}_{13}Al^{27}. \end{array}\right\} \quad (II.3)$$

Правила Содди можно успешно использовать при идентификации трансурановых элементов. Первые трансурановые элементы были получены при облучении урана ${}_{92}U^{238}$ нейтронами. В результате этого облучения образовывался радиоактивный изотоп урана ${}_{92}U^{239}$, который испускал электрон и превращался в новый трансурановый элемент нептуний ${}_{93}Np^{239}$. Последний в свою очередь испускал электрон, превращаясь в плутоний ${}_{94}Pu^{239}$. Наблюдая с помощью соответствующей аппаратуры тот или иной тип радиоактивного излучения (в данном случае излучение электрона), сделаем вывод о том, какой будет заряд Z у нового элемента и какие должны быть у него химические свойства, а затем уже методами современной радиохимии выделим этот новый элемент в чистом виде.

Определение масс ядер. Для точного определения масс ядер используются приборы, называемые масс-спектрографами или масс-спектрометрами. Различие в названии приборов связано с различным способом регистрации ядер: при помощи электронных схем(масс-спектрометры) или фотографических пластинок (масс-спектрографы).

Существуют различные типы масс-спектрометров (и масс-спектрографов), но почти все они основаны на использовании фокусирующих свойств электрических и магнитных полей по отношению к заряженным частицам. Например, рассмотрим принцип действия масс-спектрометра Демпстера, схема которого приводится на рис. 4. В связи с тем что атом электрически нейтрален, необходимо предварительно его ионизовать, что и производится в ионном источнике $G-F$. Затем ионы ускоряются в электрическом поле *. После про-

* Очевидно, что в масс-спектрометре измеряется масса иона, а не ядра. Масса ядра равна разности между измеренной массой иона и суммой масс оставшихся в ионе электронов (энергией связи электронов можно пренебречь, так как эта величина много меньше массы электронов и тем более ядра).

хождения разности потенциалов V между щелевыми диафрагмами S_1 и S_2 их кинетическая энергия

$$E = \frac{Mv^2}{2} = ZeV, \qquad \text{(II.4)}$$

где Ze — заряд иона. Затем ионы попадают в вакуумную камеру с однородным магнитным полем H, направленным перпендикулярно их скорости. В магнитном поле ионы описывают полукруг и через щель попадают в приемник.

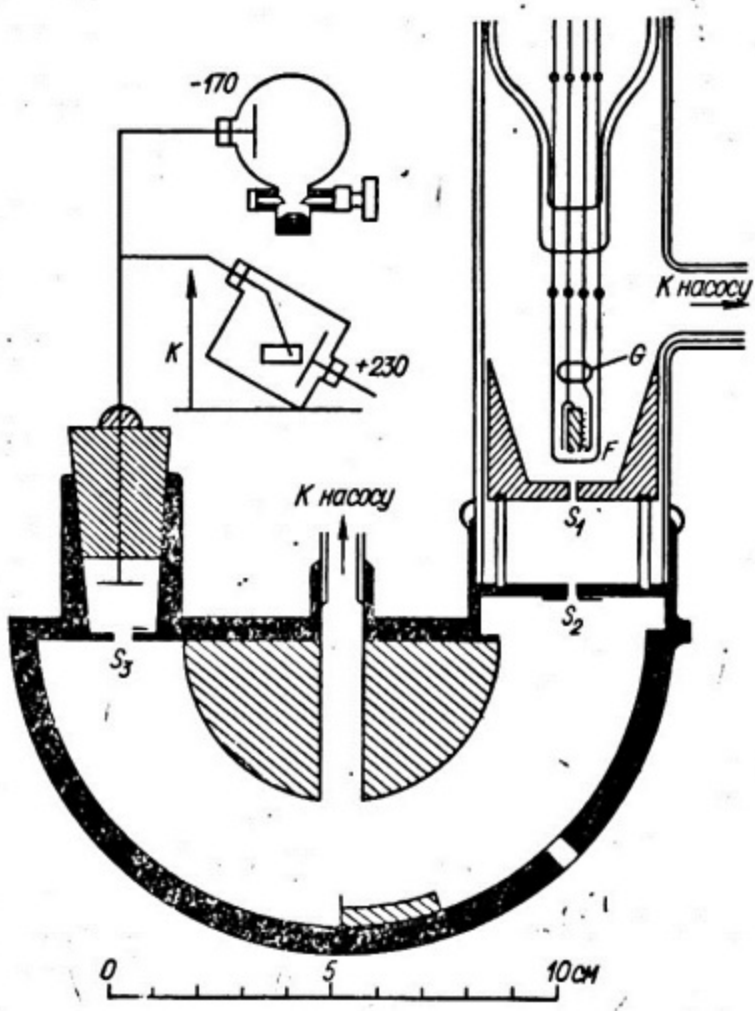


Рис. 4. Масс-спектрометр Демпстера.

Для определения массы ионов воспользуемся равенством лоренцевой и центробежной сил

$$\frac{Zev\,\mathrm{H}}{c} = \frac{Mv^2}{r}. \qquad \text{(II.5)}$$

Решая совместно уравнения (II.4) и (II.5), получаем выражение для массы

$$\frac{M}{Ze} = \frac{r^2\mathrm{H}^2}{2Vc^2}. \qquad \text{(II.6)}$$

Изменяя величину ускоряющего потенциала V, направляем в тот же приемник ионы другого элемента, масса которого уже известна. Тогда отношение масс и зарядов исследуемых ионов, имеющих одинаковый радиус кривизны в магнитном поле, будет обратно пропорционально отношению ускоряющих потенциалов

$$\frac{M_1}{Z_1 e} : \frac{M_2}{Z_2 e} = V_2 : V_1. \qquad \text{(II.7)}$$

Таким образом, на масс-спектрометре определяются не абсолютные значения масс, а только их относительные величины. Обычно массу определяют по отношению к массе атома

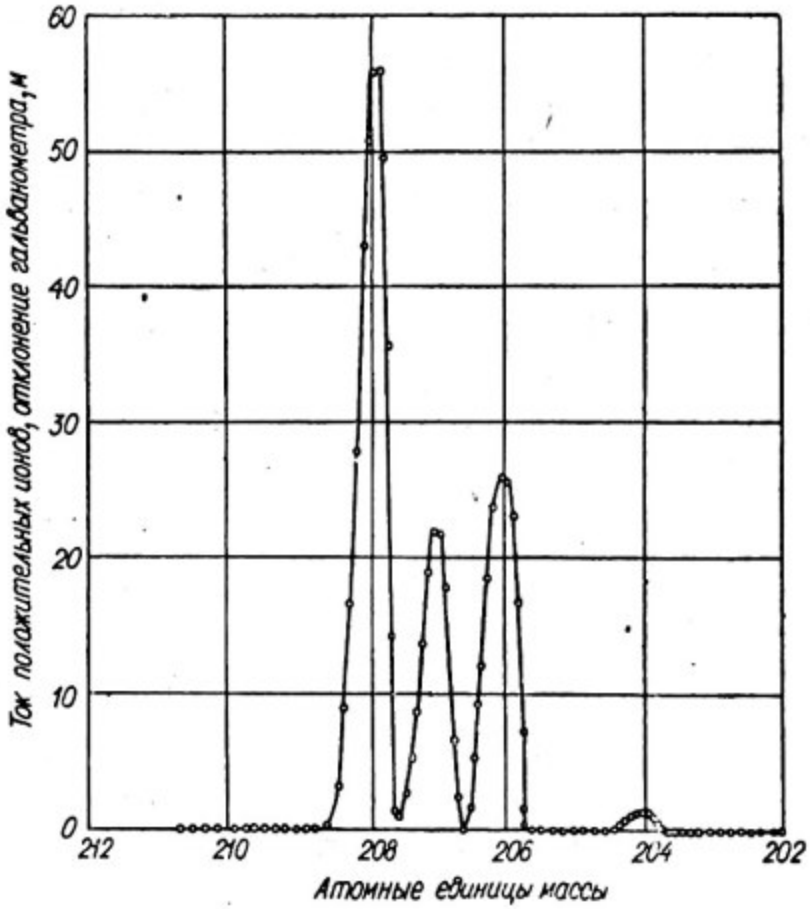


Рис. 5. Спектр масс для изотопов свинца.

углерода, которая, как указывалось выше, равна 12,0000000... *а.е.м.* Современные масс-спектрометры позволяют определять массы атомов с точностью до 9 знаков после запятой в атомных единицах массы. Например, масса атома водорода 1,007825225±0,0000000080 (*а.е.м.*), масса $_2He^4$ — 4,00260361± ±0,00000037 (*а.е.м.*).

Масс-спектрометры могут быть использованы и для определения количества и относительной распространенности

изотопов, а видоизмененные приборы используются также для разделения изотопов. На рис. 5 представлен спектр масс, снятый для изотопов свинца.

Использование электрических и магнитных полей возможно лишь в том случае, когда определяется масса заряженной частицы. Этот способ не годится для определения массы нейтральной частицы, например нейтрона. В последнем случае можно воспользоваться процессом рассеяния нейтронов на ядрах. Измерение угла вылета ядра отдачи и его импульса позволяет определить с помощью законов сохранения энергии и импульса массу нейтральной частицы.

§ 3. Энергия связи ядра

Масса ядра всегда оказывается меньше суммы масс нуклонов, входящих в его состав,

$$M(AZ) < ZM_p + (A - Z)M_n,$$

где M_p — масса протона; M_n — масса нейтрона; $M(AZ)$ — масса ядра. Разность между суммой масс нуклонов, составляющих ядро, и его массой, выраженная в энергетических единицах, называется энергией связи нуклонов в ядре. Энергия связи равна энергии, которую нужно затратить на то, чтобы разделить ядро на составляющие его нуклоны. Заметим, что такая же энергия выделится, если вновь объединить эти нуклоны в единое ядро.

Выражение для вычисления энергии связи имеет вид

$$E_{св} = [ZM_p + (A - Z)M_n - M(AZ)]c^2. \qquad (II.8)$$

Оценим, для примера, энергию связи ядра ${}_2He^4$. Учитывая, что $M_{He^4} = 4{,}00260$ *а.е.м.*, получаем, $E_{св}He = (2 \cdot 1{,}00783 + 2 \cdot 1{,}00866 - 4{,}00260) \cdot 931{,}5 = 28{,}3$ *Мэв*. Таким образом, для того чтобы разделить ядро ${}_2He^4$ на составляющие его нуклоны, необходимо внести энергию, бо́льшую или равную 28,3 *Мэв*.

Можно рассчитать энергию связи относительно любых составных частей ядра, например нейтрона или протона или α-частицы. Так, энергия связи α-частицы в ядре $M(ZA)$, т. е. энергия, которую нужно затратить на отделение α-частицы от ядра $M(ZA)$,

$$E_{св\,\alpha} = [M_\alpha + M(Z - 2,\ A - 4) - M(ZA)]c^2. \qquad (II.9)$$

Аналогично определяется энергия связи нейтрона в ядре

$$E_{св\,n} = [M_n + M(Z,\ A - 1) - M(ZA)]c^2. \qquad (II.10)$$

Вычислим, например, энергию связи нейтрона в ядре ${}_{92}U^{236}$. Массы ядер урана известны:

$$M_{U^{236}} = 235{,}04393\ \textit{а. е. м.}$$

и

$$M_{U^{236}} = 236{,}04573 \text{ а. е. м.}$$

Отсюда

$$E_{св\,n} = (235{,}04393 + 1{,}00866 - 236{,}04573) \cdot 931{,}5 = 6{,}81 \text{ Мэв.}$$

Таким образом, если из ядра U^{236} необходимо удалить нейтрон, то потребуется энергия, большая 6,81 *Мэв*.

Если из ядра удаляется протон, то на это надо затратить энергию, равную

$$E_{св\,p} = [M_p + M(Z-1,\ A-1) - M(ZA)]\,c^2. \qquad \text{(II.11)}$$

Важной характеристикой ядра является средняя энергия связи нуклона в ядре

$$\varepsilon = \frac{E_{св}}{A}. \qquad \text{(II.12)}$$

Чем больше средняя энергия связи нуклона, тем более прочным оказывается ядро.

На рис. 6 приведена зависимость средней (удельной) энергии связи нуклонов ε от массового числа A. Как видно из рис. 6, средние значения энергии связи нуклонов для большинства ядер порядка 8 *Мэв*. Для сравнения напомним, что $E_{св}$ атомов в молекулах порядка нескольких электронвольт, а наибольшая из величин энергии связи электронов с атомным ядром не превышает 0,12 *Мэв*.

При изучении большого количества (более 1500) известных изотопов было установлено, что среди ядер особо прочной структурой (наибольшей энергией связи) обладают ядра, содержащие 2, 8, 20, 50, 82, 126 протонов (Z) или нейтронов (N). Перечисленные значения Z и N называются «магическими» числами, а ядра с такими Z или N — «магическими» ядрами. Если у ядер Z и N принимают значение магических чисел, то такие ядра называются дважды «магическими» (например, $_8O^{16}$, $_{20}Ca^{40}$, $_{82}Pb^{208}$). Средняя энергия связи нуклонов в магических ядрах на 05—1 *Мэв* выше среднего значения ε для соседних ядер (рис. 7).

§ 4. Механические и магнитные моменты ядер

Полный механический момент ядра $\vec{I}$, называемый спином ядра, является результатом сложения механических моментов (спинов) составляющих его нуклонов. Спин нуклонов — полуцелый. Следовательно, ядра с четным числом нуклонов будут иметь либо нулевой, либо целый спин, а ядра с нечетным числом нуклонов — полуцелый. Экспериментально установлено, что максимальное значение спина у ядер не превышает $18\hbar$ (для ядра $_{84}Po^{212}$). Это указывает на то, что у большинства пар нуклонов спины ориентированы в противоположных направлениях и происходит их компенсация. Для

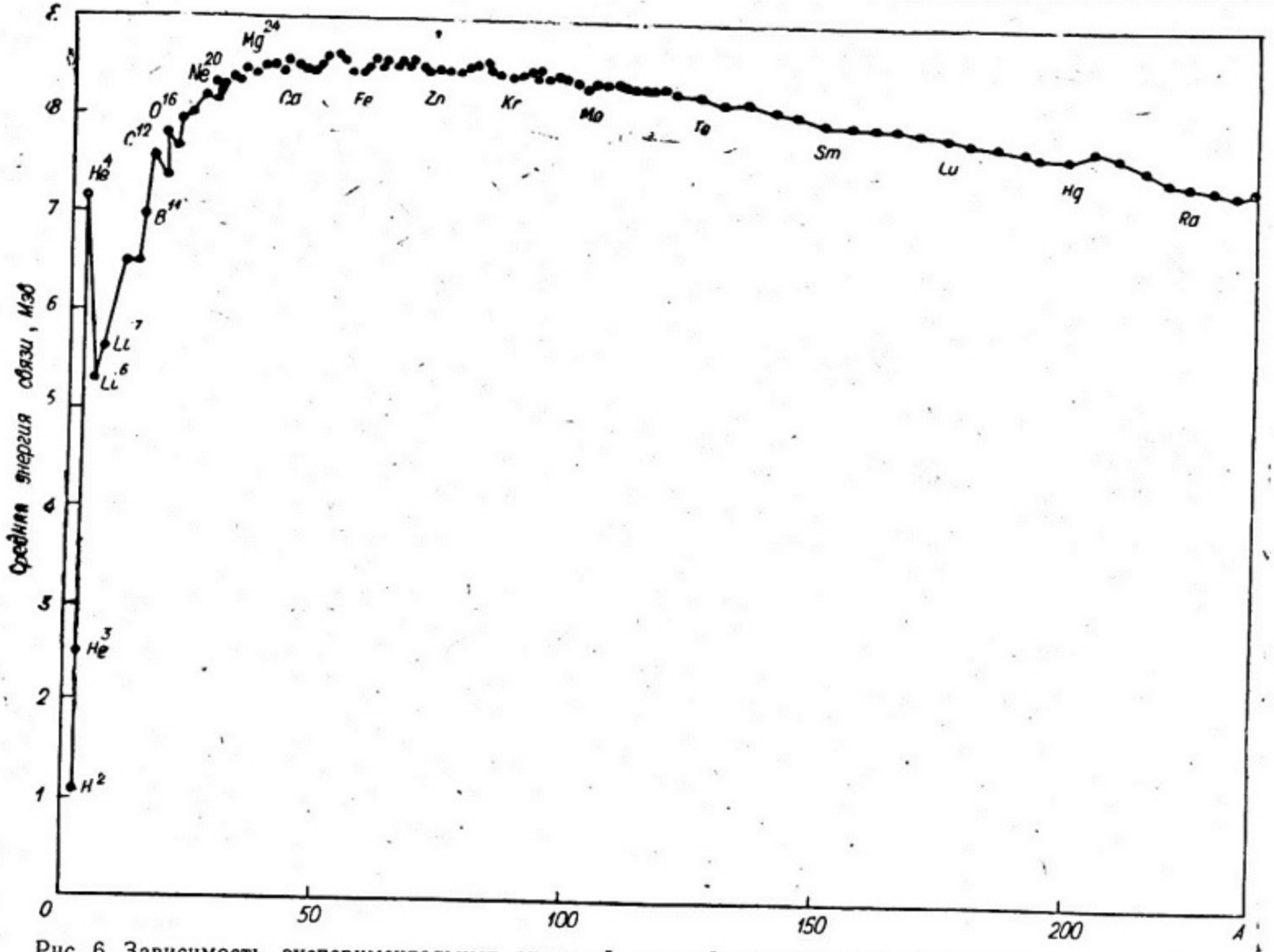


Рис. 6. Зависимость экспериментальных значений средней энергии связи от массового числа A.

всех четно-четных ядер, т. е. содержащих четное число как протонов, так и нейтронов, спины равны 0 (например, $\vec{I}_{_2He^4}=0$, $\vec{I}_{_8O^{16}}=0$).

Существование спина у ядер было обнаружено спектроскопическим путем. Напомним, что наблюдаемая в оптических спектрах мультиплетность спектральных линий (так на-

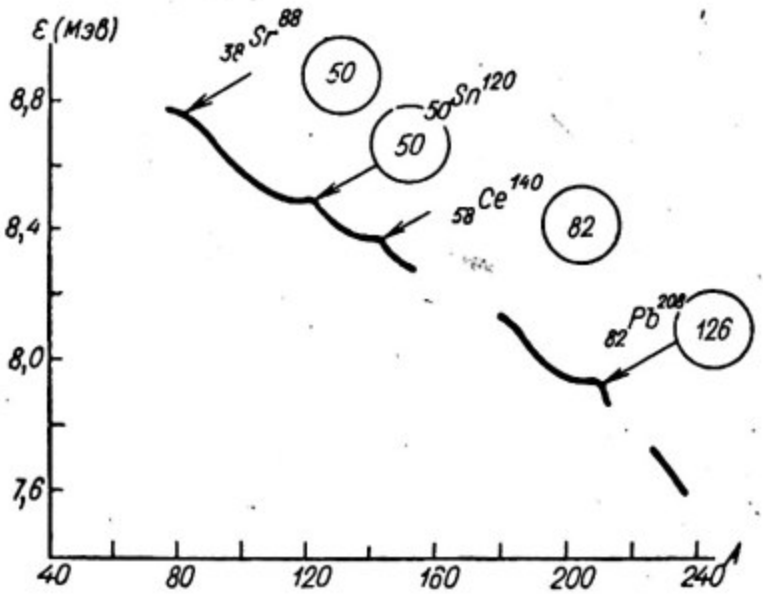


Рис. 7. Зависимость средней энергии связи от массового числа A для магических ядер.

зываемая «тонкая» структура) обусловлена спином электрона. Взаимодействие спинового и орбитального моментов электрона приводит к тому, что состояния атома, соответствующие различным относительным ориентациям этих моментов, имеют разную энергию, и наблюдаемые линии в спектрах оказываются расщепленными. Например, в случае одновалентного Na в зависимости от ориентации орбитального момента электрона и его спина каждый из уровней с $l\neq 0$ раздваивается, вследствие чего линии оказываются дублетом.

На рис. 8 изображен дублет Na: $3^2P_{3/2}$, $3^2P_{1/2}$. Напомним обозначения спектральных термов. Латинскими буквами S, P, D, F и т. д. обозначают орбитальный момент количества движения $\vec{L}$ ($L=0$, 1, 2, 3 и т. д.). Стоящая перед латинской буквой цифра означает главное квантовое число — n, а цифры, стоящие внизу справа,— полный момент количества движения $\vec{J}=\vec{L}+\vec{S}$; цифры, стоящие вверху слева, — мультиплетность термов. Так, терм $3^2P_{1/2}$ расшифровывается следующим образом: $n=3$; $L=1$; $J=\frac{1}{2}$, дублет — 2.

Применение спектрометров с высокой разрешающей способностью показало, что существует расщепление оптических линий для S-состояний, в которых орбитальный момент

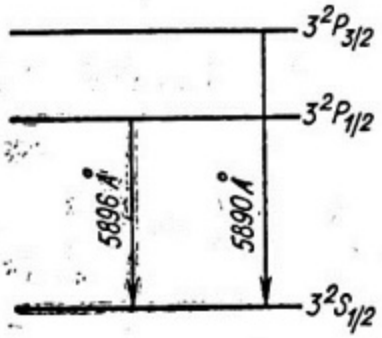


Рис. 8. «Тонкая» структура Na.

электрона равен нулю. Это так называемая «сверхтонкая» структура (рис. 9). Сверхтонкую структуру можно объяс-

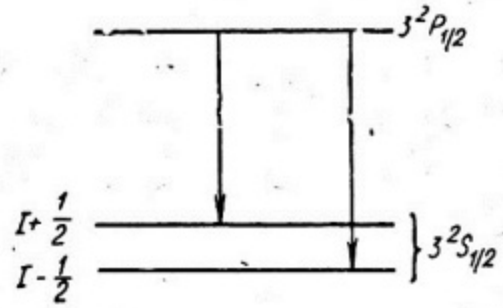


Рис. 9. «Сверхтонкая» структура Na.

нить существованием спина у ядра. Если ядро имеет спин $\vec{I}$, то основной уровень $3^2s_{1/2}$ расщепляется на два подуровня в зависимости от того, как взаимодействуют спины ядра и электрона (возможно два состояния: $I+\frac{1}{2}$ и $I-\frac{1}{2}$).

Один из многочисленных методов определения спинов ядер основан на измерении интенсивностей компонент сверхтонкого расщепления. Из квантовой механики известно, что отношение интенсивностей спектральных линий, происходящих от переходов со слившихся подуровней (в приведенном выше спектре это переход с $3^2p_{1/2}$ на два расщепленных подуровня $3^2s_{1/2}$), равно отношению статистических весов расщепленных подуровней. Соответствующие статистические веса будут $2\left(I+\frac{1}{2}\right)+1$ и $2\left(I-\frac{1}{2}\right)+1$. Измерение интенсивностей данных линий дает значение $I_{Na}=3/2$.

Магнитный момент ядра обусловлен как собственными магнитными моментами нуклонов, так и токами, возникаю-

щими за счет орбитального движения протонов в ядре. Магнитный момент ядра по сравнению с магнитным моментом электронов мал. Он измеряется в ядерных магнетонах, который определяется по аналогии с магнетоном Бора *

$$\mu_я = \frac{e\hbar}{2M_p c} = 5{,}0493 \cdot 10^{-24}\ эрг/гаусс,$$

где M_p — масса протона. Одним из наиболее точных методов определения магнитных моментов ядер является метод ядерного магнитного резонанса. Идея метода заключается в следующем.

Если ядра, обладающие магнитным моментом, поместить в сильное постоянное магнитное поле $\vec{H}_0$ (порядка нескольких тысяч гаусс), то магнитный момент ядер будет прецессировать вокруг поля $\vec{H}_0$ с так называемой ларморовской частотой

$$\omega_{лар} = g\frac{eH_0}{M_p c},$$

где g — гиромагнитное отношение, равное отношение магнитных и механических моментов ядра.

В обычно используемых сильных магнитных полях частота ларморовской прецессии для большинства ядер попадает в диапазон 1—60 *Мгц*. Если теперь перпендикулярно полю $\vec{H}_0$ наложить переменное магнитное поле H_1, меняющееся с некоторой частотой, то при частоте, близкой к $\omega_{лар}$, магнитный момент ядра изменит свою ориентацию относительно поля $\vec{H}_0$. Этот эффект переориентации можно обнаружить экспериментально. Например, переориентация обнаруживается по испусканию или поглощению радиоизлучения, так как изменение ориентации можно рассматривать как квантовый переход между различными энергетическими уровнями. Нужно заметить, что в эксперименте определяется непосредственно не магнитный момент, а гиромагнитное отношение и для определения магнитного момента ядра необходимо знать его спин.

Используя несколько видоизмененный метод магнитного резонанса, удалось определить также магнитный момент нейтрона $\mu_n = -1{,}91\ \mu_я$. Отрицательный магнитный момент нейтрона означает, что механический момент (спин) и магнитный момент $\vec{\mu}$ направлены противоположно.

В табл. 3 приведены экспериментальные значения спинов и магнитных моментов некоторых ядер.

---

* Магнетон Бора

$$M_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 0{,}9273 \cdot 10^{-20}\ эрг/гаусс.$$

Таблица 3

Ядро	Тип ядра	Спин $\hbar$	Магнитный момент μ
${}_0n^1$	Нечетный	1/2	—1,91
${}_1H^1$	Нечетный	1/2	+2,79
${}_2He^4$	Четно-четный	0	0
${}_3Li^7$	Нечетно-четный	3/2	—1,17
${}_7N^{14}$	Нечетно-нечетный	1	0,40
${}_8O^{17}$	Четно-нечетный	5/2	—1,89

Аномальные магнитные моменты протона и нейтрона ($+2{,}79\,\mu_я$ вместо $1\mu_я$ для протона и —1,91 для нейтрона вместо 0) указывают на довольно сложную их внутреннюю структуру, т. е. сложное распределение электрического заряда внутри этих частиц.

Помимо спина и магнитного момента ядра могут обладать электрическими моментами. Электрический момент ядра зависит от распределения заряда в ядре. Дипольный электрический момент характеризует отклонение центра распределения заряда от центра тяжести ядра. У ядер дипольный момент отсутствует. Это означает, что центр тяжести носителей заряда — протонов — совпадает с центром тяжести нейтронов, т. е. протоны и нейтроны перемешаны достаточно равномерно. Квадрупольный момент ядра $\vec{Q}$ связан с отклонением распределения заряда от сферической симметрии. Для ядер со сферически симметричным распределением заряда он равен нулю, вытянутые вдоль оси вращения I имеют $Q > 0$, а сжатые — $Q < 0$. Экспериментальные значения Q лежат в пределах от

$$Q = 7 \cdot 10^{-24}\ см^2\ ({}_{71}Lu^{176}) \text{ до } Q = -0{,}5 \cdot 10^{-24}\ см^2\ ({}_{53}I^{127}).$$

Таким образом, с учетом моментов $\vec{I}$, $\vec{\mu}$, $\vec{Q}$ все ядра могут быть разбиты на несколько групп:

1) сферические невращающиеся ядра

$$\vec{I} = 0,\ \vec{\mu} = 0,\ \vec{Q} = 0 \text{ (например, } {}_8O^{16},\ {}_6C^{12});$$

2) сферические вращающиеся ядра

$$\vec{I} \neq 0,\ \vec{\mu} \neq 0,\ Q=0 \text{ (например, } {}_1H^1,\ {}_6C^{13}\text{)};$$

3) несферические вращающиеся «вытянутые» ($_1H^2$, $_7N^{14}$, $_{92}U^{238}$)

$$\vec{I} \neq 0,\ \vec{\mu} \neq 0,\ Q > 0;$$

4) несферические вращающиеся «сжатые»

$$\vec{I} \neq 0,\ \vec{\mu} \neq 0,\ Q < 0 \text{ (например, } {}_8O^{17},\ {}_{17}Cl^{35}\text{)}.$$

§ 5. Размеры ядер и нуклонов

Существуют различные экспериментальные методы определения размеров атомных ядер. Эти методы можно разделить на две группы.

1. Так называемые «ядерные» методы, т. е. методы, основанные на изучении ядерных взаимодействий, например рассеяния нейтронов на ядрах, изучение α-распада ядер. В таких взаимодействиях фактически определяется не радиус ядра, а радиус действия ядерных сил.

2. «Электромагнитные методы» (рассеяние электронов на ядрах, изучение рентгеновского излучения μ-мезоатомов), в которых определяется распределение электрического заряда внутри ядра. Таким образом, различные методы исследования структуры ядра приводят к понятию электрического (или зарядового) радиуса ядра $R_{эл}$ и ядерного радиуса $R_{ядер}$, которые, естественно, несколько отличаются друг от друга.

Современные значения, полученные из экспериментов, для $R_{эл} = (1{,}2 \div 1{,}3) \cdot 10^{-13}\ A^{1/3}\ см$, а $R_{ядер} = (1{,}3 - 1{,}4) \cdot 10^{-13}\ A^{1/3}\ см$, где A — число нуклонов в ядре.

Рассмотрим в общих чертах метод определения размера ядер и нуклонов по рассеянию быстрых электронов. При больших энергиях длина волны электронов λ достаточно мала (при энергии электронов приблизительно 2 *Гэв* $\lambda \sim 10^{-14}$ *см*) и появляется возможность исследовать детали распределения электрических зарядов внутри ядра и даже нуклона. Рассматриваемый метод подобен методу Резерфорда, примененного ранее для изучения рассеяния α-частиц на ядрах. Однако формула для сечения рассеяния быстрых электронов на ядрах отличается от формулы Резерфорда и и для сечения рассеяния релятивистских электронов на точечном ядре, не имеющем спина, представляет собой *

---

* Формула (II.13) была впервые получена Моттом и известна под названием формулы моттовского рассеяния.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Ze}{2E}\right)^2 \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2} \frac{1}{1 + \frac{2E}{Mc^2} \sin^2 \theta/2} = \sigma_{\text{мотта}}, \qquad \text{(II.13)}$$

где Ze — заряд; M — масса рассеивающего ядра; E — энергия электронов; θ — угол рассеяния электронов.

Для реального ядра конечных размеров, т. е. не являющегося точкой, сечение рассеяния электронов будет меньше. Это уменьшение выражается с помощью множителя $F(q^2)$, называемого форм-фактором или коэффициентом структуры *. Форм-фактор $F(q^2)$ учитывает интерференцию электронных волн, рассеянных на различных частях конечного ядра. Для такого ядра сечение упругого рассеяния будет иметь вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{\text{мотта}} F(q^2),$$

где q — импульс, передаваемый электроном ядру.

Форм-фактор $F(q^2)$ является функцией не только передаваемого импульса (как это видно из его записи), но и функцией распределения заряда в ядре $\varrho(r)$. Например, для сферически симметричного ядра величина $F(q^2)$ определяется как

$$F(q^2) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty \rho(r)(\sin qr)\, r\, dr. \qquad \text{(II.14)}$$

Если форм-фактор $F(q)$ известен в достаточно большом интервале изменений q, то можно найти $\varrho(r)$. Для большинства ядер распределение заряда может быть представлено в виде «трапеции» (рис. 10). Обращает на себя внимание постоянная и одинаковая почти для всех ядер плотность заряда во внутренней области и одинаковая толщина поверхностного слоя.

Для изучения структуры нуклонов были проведены эксперименты по рассеянию быстрых электронов (вплоть до $E = 20$ *Гэв*) на водороде и дейтерии. Так как ядро дейтерия состоит из протона и нейтрона, то, вычитая результаты рассеяния на водороде из результатов рассеяния на дейтерии, исследуем характер рассеяния электронов на нейтроне. Обработка результатов этих экспериментов позволила получить распределения электрического заряда и магнитного момента внутри нуклонов. Эти распределения для протона оказываются сходными и, грубо говоря, имеют экспоненциальный ха-

---

* Название «форм-фактор» взято из атомной физики по аналогии с обозначениями, используемыми при исследовании дифракции электронов или рентгеновских лучей.

рактер. Для протона в центре радиусом 0,2 *ферми** сосредоточено только около 10% заряда, основная же часть (около 60%) — на расстоянии 0,8 *ферми*, и лишь около 30% — на расстоянии приблизительно 1,4 *ферми*. Распреде-

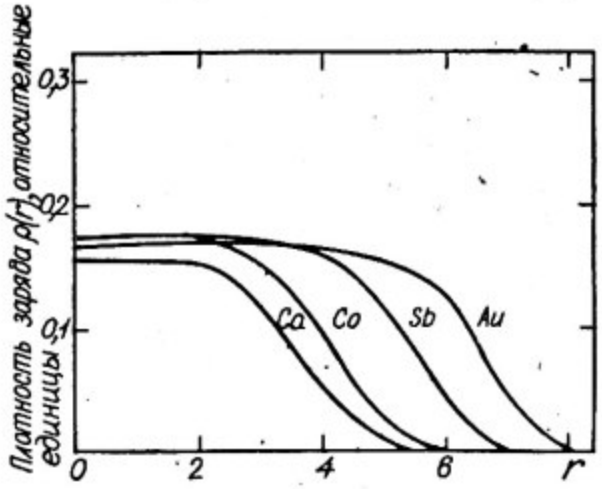


Рис. 10. Распределение электрического заряда в ядре.

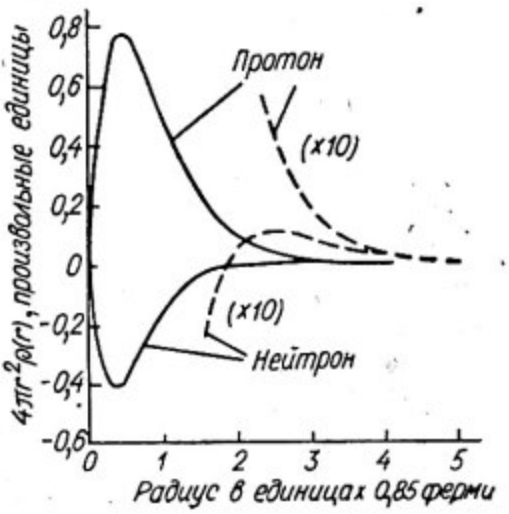


Рис. 11. Распределение электрического заряда у нуклонов.

ление электрического заряда для нейтрона также оказывается сложным: его «сердцевина», несущая небольшой положительный заряд, окружена облаком отрицательного заряда, наружная небольшая часть снова положительна, так что в целом электрический заряд у нейтрона отсутствует. На рис. 11 представлено распределение электрического заряда у нуклонов.

---

* 1 *ферми* $= 10^{-13}$ *см*.

§ 6. Ядерные модели

Ранее отмечалось, что пока еще не существует строгой теории, достаточно точно описывающей все многообразие явлений, вызываемых ядерными силами. Это связано не только с тем, что мы все еще не знаем свойств ядерных сил во всех деталях, но и с тем, что сама по себе задача создания теории сильного взаимодействия для многих тел оказывается чрезвычайно трудной. Из-за отсутствия единой теории ядерных сил появились различные приближения — так называемые ядерные модели, с помощью которых удается успешно объяснять многие свойства атомных ядер.

В настоящее время широко используются капельная модель ядра, модель оболочек, обобщенная и оптическая модели. Первая и последняя модели находят особенно эффективное применение для описания тех или иных реакций, происходящих при столкновении ядер, нуклонов и других частиц с ядрами. Оболочечная и обобщенные модели дают возможность описать основные свойства ядер, находящихся в невозбужденном состоянии, и передать наиболее характерные особенности спектра низколежащих уровней возбуждения ядер. Рассмотрим некоторые модели ядер, которые будут необходимы в дальнейшем.

Модель оболочек. При использовании модели оболочек обратим лишь внимание на уже известный нам факт увеличения удельной энергии связи у магических ядер. Не связано ли это с наличием энергетических оболочек в ядре и с замыканием последних на магических числах?

Существование энергетических оболочек в ядре, таких, как электронные оболочки в атоме, предполагает, что частицы находятся в некотором сферически симметричном потенциальном поле, и каждая из них движется в этом поле независимо, образуя определенную систему энергетических уровней. С другой стороны, сильное ядерное взаимодействие между нуклонами должно изменять состояние уровней. Эти две, казалось бы, противоречивые тенденции согласуем, привлекая принцип Паули.

Действительно, в результате столкновения двух нуклонов в ядре должно произойти перераспределение их кинетических энергий. Нуклон, потерявший часть кинетической энергии, переходит на более низкий энергетический уровень. Но нижнее энергетическое состояние уже занято другими нуклонами (принцип Паули устанавливает строго определенное число «вакантных» мест на каждом уровне). Это означает, что если столкновение и произошло, то оно не должно приводить к изменению кинетической энергии сталкивающихся частиц. Единственное, что может произойти при столкновении — это обмен энергиями. Таким образом, хотя столкнове-

ние и происходит, картина распределения в ядре не меняется, и можно говорить об определенных энергетических уровнях в ядре.

Таким образом, по аналогии с атомом надо попытаться вычислить систему энергетических уровней ядра, предполагая, что нуклоны находятся в усредненном центральном потенциальном поле, создаваемом ими самими. Уравнение Шредингера позволяет решить эту задачу. И вся трудность решения заключается в том, что необходимо так подобрать потенциальную энергию взаимодействия нуклонов («форму потенциальной ямы»), чтобы решение уравнения Шредингера приводило к порядку заполнения энергетических уровней, совпадающему с экспериментом. Привлекая дополнительные соображения, связанные со свойствами ядерных сил, например сильную спин-орбитальную зависимость, удается более или менее точно описать порядок заполнения энергетических уровней в ядре. Однако такой расчет дает лишь общий характер заполнения уровней. Для получения последовательности заполнения уровней, хорошо объясняющей многие экспериментальные факты, такие, как спин ядра, магнитный момент, пришлось сделать ряд эмпирических предположений, заключающихся в следующем.

Заполнение ядерных оболочек нейтронами и протонами происходит независимо, т. е. для нейтронов и протонов существуют разные оболочки.

Суммарный момент ядра, состоящего из четного числа как нейтронов, так и протонов, равен нулю. Суммарный момент ядра, состоящего из нечетного числа нуклонов, определяется моментом непарного нуклона. Суммарный момент ядра, состоящего из нечетного числа как нейтронов, так и протонов, равен удвоенному моменту любого из непарных нуклонов. Предполагается, что непарные протон и нейтрон находятся в одинаковых состояниях.

При данном главном квантовом числе n энергия уровня растет с ростом орбитального числа l. Энергия спин-орбитального взаимодействия больше в том случае, когда спин нуклона $\vec{s}$ и орбитальный момент $\vec{l}$ параллельны *. Поэтому уровни, соответствующие полному моменту количества движения, равному $\vec{j}=\vec{l}+\vec{s}$, будут заполняться нуклонами раньше, чем $\vec{j}=\vec{l}-\vec{s}$. Например, уровень $p_{3/2}$ заполняется раньше, чем $p_{1/2}$.

Используя решение уравнения Шредингера, вышеперечисленные правила, а также производя перестановку различных энергетических термов таким образом, чтобы они наи-

---

* Напомним, что чем сильнее связь, тем более низким оказывается энергетический уровень.

лучшим образом соответствовали эксперименту, получаем распределение нуклонов по оболочкам, представленное в табл. 4. В табл. 5 в качестве примера приведено заполнение

Таблица 4

Конфигурация оболочек	Величины j	Число нуклонов в оболочке	Полное число частиц (нейтронные и протонные оболочки независимы)
$1s$	1/2	2	2
$1p$	3/2 1/2	6	8
$1d\ 2s$	5/2 3/2 1/2	12	20
$1f\ 2p\ 1g_{9/2}$	7/2 5/2 3/2 1/2 9/2	30	50
$1g_{7/2}\ 2d\ 3s\ 1h_{11/2}$	7/2 5/2 3/2 1/2 11/2	32	82
$1h_{9/2}\ 2f\ 3p\ 1i_{13/2}$	9/2 7/2 5/2 3/2 1/2 13/2	44	126

Примечание. Индекс, указывающий величину j, опущен, за исключением случаев, когда в две соседние оболочки входят состояния с одинаковым орбитальным моментом; в этих случаях считалось, что состояния с большим j расположены ниже. Символ $2p$ означает, например, оба состояния $2p_{3/2}$ и $2p_{1/2}$.

нуклонами оболочек для некоторых ядер, а также механический и магнитный моменты, вычисленные по модели оболочек и измеренные экспериментально. Обозначения, которые используются в табл. 5, становятся ясными при рассмотрении самого простого ядра — протона. С него начинает заполняться первая оболочка. Состояние, характеризующее протон, обозначается $-(1s\,{}^1/_2)^1$, где цифра, стоящая перед латинской буквой, означает главное квантовое число n. Оно может меняться на единицу от 1 до ∞. Практически же в самых тяжелых ядрах реализуется лишь $n=5$. Как ранее отмечалось, латинские буквы s, p, d, f и т. д. означают орбитальный момент количества движения l и равны соответственно 0, 1, 2, 3 и т. д. Цифра, стоящая справа внизу, означает полный момент количества движения $\vec{j}=\vec{l}+\vec{s}$, а цифра за скобкой вверху — число нуклонов, находящихся в данном состоянии. Напомним, что в состоянии с моментом количества движения $\vec{j}$ могут находиться не более $(2j+1)$ нуклонов.

Как видно из табл. 5, в ядре ${}_2He^4$ полностью заполняются первая протонная и нейтронная оболочки. Появляется первое магическое число 2. Ядро ${}_2He^4$ называется дважды маги-

Таблица 5

Ядро	Спин	Состояние		Магнитный момент	
		для протонов	для нейтронов	вычисленный в ядерных магнетонах	измеренный в ядерных магнетонах
1	2	3	4	5	6
p	1/2	$(1s_{1/2})^1$			+2,79
n	1/2		$(1s_{1/2})^1$		—1,91*
$_1H^2$	1	$(1s_{1/2})^1$	$(1s_{1/2})^1$	+0,88	+0,86
$_1H^3$	1/2	$(1s_{1/2})^1$	$(1s_{1/2})^2$	+2,79	+2,98
$_2He^3$	1/2	$(1s_{1/2})^2$	$(1s_{1/2})^1$	—1,91	—2,13
$_2He^4$	0	$(1s_{1/2})^2$	$(1s_{1/2})^2$	0	0
$_3Li^7$	3/2	$(1s_{1/2})^2 (1p_{3/2})^1$	$(1s_{1/2})^2 (1p_{3/2})^2$	3,07	3,26
$_6C^{12}$	0	$(1s_{1/2})^2 (1p_{3/2})^4$	$(1s_{1/2})^2 (1p_{3/2})^4$	0	0

Продолжение таблицы 5

Ядро	Спин	Состояние		Магнитный момент	
		для протонов	для нейтронов	вычисленный в ядерных магнетонах	измеренный в ядерных магнетонах
1	2	3	4	5	6
$_7N^{14}$	1	$(1s_{1/2})^2\,(1p_{3/2})^4\,(1p_{1/2})^1$	$(1s_{1/2})^2\,(1p_{3/2})^4\,(1p_{1/2})^1$	0,40	0,40
$_8O^{16}$	0	$(1s_{1/2})^2\,(1p_{3/2})^4\,(1p_{1/2})^2$	$(1s_{1/2})^2\,(1p_{3/2})^4\,(1p_{1/2})^2$	0	0
$_{82}Pb^{208}$	0	$(1s_{1/2})\,1p_{3/2}\,1p_{1/2}$	$1s_{1/2}\,1p_{3/2}\,1p_{1/2}\,1d_{5/2}\,1d_{3/2}\,2s_{1/2}$	0	0
		$1d_{5/2}\,1d_{3/2}\,2s_{1/2}$	$1f_{7/2}\,1f_{5/2}\,2p_{3/2}\,2p_{1/2}\,1g_{9/2}$		
		$1f_{7/2}\,1f_{5/2}\,2p_{3/2}\,2p_{1/2}\,1g_{9/2}$	$1g_{7/2}\,2d_{5/2}\,2d_{7/2}\,1h_{11/2}\,3s_{1/2}$		
		$1g_{7/2}\,2d_{5/2}\,2d_{3/2}\,1h_{11/2}\,3s_{1/2}$	$1h_{9/2}\,2f_{7/2}\,3p_{3/2}\,1f_{13/2}\,3p_{1/2}\,2f_{5/2}$		

Примечание. Наличие магнитного момента у нейтрона можно объяснить, если предположить, что нейтрон состоит из протона и отрицательно заряженного «облака» квантов ядерного поля, окружающих протон. Знак «—» соответствует тому, что спин $(\vec{s})$ и магнитный момент $(\vec{\mu})$ направлены противоположно.

ческим. Дважды магическим является и ядро $_8O^{16}$, в котором полностью заполнены вторые оболочки. Приведенное в табл. 5 ядро изотопа $_{82}Pb^{208}$ является также дважды магическим. В ядре свинца полностью заполняются четвертая протонная и пятая нейтронная оболочки.

Модель ядерных оболочек позволяет определять довольно точно спины, четность, магнитные моменты легких ядер. Например, магнитный момент ядра равен магнитному моменту непарного нуклона. Если таким непарным нуклоном является протон, то магнитный момент ядра

$$\vec{\mu}_{\text{ядра}} = \vec{\mu}_{\text{орб}} + \vec{\mu}_{\text{собств}} = \frac{e\hbar}{2M_pc}[\vec{l} + \mu_p(2\vec{s})].$$

Если же имеется нечетный нейтрон, то

$$\vec{\mu}_{\text{ядра}} = 0 + \vec{\mu}_n(2\vec{s})\frac{e\hbar}{2M_pc}.$$

Здесь μ_p и μ_n — собственные магнитные моменты протона и нейтрона, выраженные в единицах ядерных магнетонов $e\hbar/2M_pc$. Орбитальное движение нейтрона не дает магнитного момента, так как оно не связано с движением электрических зарядов.

Учитывая, что $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$, записываем $\mu_{\text{ядра}} = j\left[\left(1 \pm \frac{1}{2l+1}\right) \pm \frac{2\mu_p}{2l+1}\right]$ (в ядерных магнетонах), если существует нечетный протон и $\mu_{\text{ядра}} = j\left[(0) \pm \frac{2\mu_n}{2l+1}\right]$ (в ядерных магнетонах) в случае нечетного нейтрона. Эти формулы, называемые формулами Шмидта, позволяют определять в основном магнитные моменты легких ядер.

Четность и спины ядер определяются моментом непарного нуклона, характер излучения ядер — изменением момента количества движения непарного нуклона. С помощью модели оболочек объясняется много экспериментальных данных о тех или иных свойствах ядер, в частности существование групп изомерных ядер.

Наконец, ядра с недостающим до заполнения оболочек нуклоном обладают большим сечением (вероятностью) захвата нуклона. Это очень важное следствие оболочечной модели подробнее рассмотрим при изучении ядерных реакций.

Изложенная выше теория оболочечной модели применима в основном для легких ядер. Вычисленные спины и магнитные моменты, а также энергетические уровни тяжелых ядер по этой модели не совпадают с полученными экспериментально. Усовершенствованная модель оболочек, называемая обобщенной моделью ядра, учитывает в некоторой степени сильную связь нуклонов в ядре. В обобщенной модели пред-

полагается, что внутренние замкнутые оболочки составляют сердцевину, в потенциальном поле которой находятся нуклоны незамкнутых оболочек. Это позволяет вычислять магнитные и квадрупольные моменты тяжелых ядер.

Капельная модель ядра. В отличие от модели оболочек модель жидкой капли допускает сильную связь нуклонов в ядре и связанное с этим отсутствие в ядре каких-либо выделенных уровней. Роль отдельных нуклонов и различных образований в ядре, типа α-частиц, не принимается во внимание. Ядро предполагается однородным, плотным, несжимаемым по аналогии с каплей жидкости. Такая простая, на первый взгляд, модель позволяет тем не менее вычислить очень важную величину, характеризующую ядро, его энергию связи, получить условия стабильности ядер. Капельная модель успешно используется при рассмотрении процесса деления ядер. Капельная модель ядра позволяет получить полуэмпирическую формулу для энергии связи ядер. Нам уже известно, что энергия связи ядра пропорциональна числу нуклонов A в ядре. Очевидно также, что нуклоны, находящиеся на поверхности ядра, не полностью «реализуют» все свои ядерные связи, что приводит к некоторому уменьшению полной энергии связи. Число таких нуклонов должно быть пропорционально поверхности ядра. Наконец, наличие электрического заряда у протонов приводит к электростатическому расталкиванию, также уменьшающему энергию связи ядра. Учитывая эти три слагаемых, запишем энергию связи ядра с Z протонами и A нуклонами следующим образом:

$$E_{св} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}, \qquad \text{(II.15)}$$

где α, β, γ — некоторые коэффициенты. При написании выражения (II.15) мы воспользовались зависимостью между радиусом ядра и числом нуклонов

$$R = R_0 A^{1/3}.$$

Этими тремя слагаемыми ограничивается аналогия ядра с жидкой каплей. Однако никаким подбором коэффициентов α, β, γ не удается получить формулы, справедливой для всех ядер. Сопоставляя выражение (II.15) с экспериментом, в него должны быть включены слагаемые, зависящие от того, на сколько число протонов Z и нейтронов $N = A - Z$ отличается друг от друга и четные ли числа Z и N. Первая зависимость отражает обменный характер ядерных сил. Зависимость энергии связи от четности нуклонов можно понять как некоторое проявление оболочечной структуры ядра. С учетом этих замечаний энергия связи записывается в виде

$$E_{св} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \delta \frac{(N-Z)^2}{A} \pm \xi, \qquad \text{(II.16)}$$

где ξ должна быть взята с плюсом, если Z и N — четные, и со знаком минус, если Z и N — нечетные, и равна нулю, если A — нечетное. Коэффициенты α, β, γ, δ, ξ находятся из условия наилучшего согласия энергии связи, вычисляемой по этой формуле с экспериментальными значениями, поэтому формула называется полуэмпирической. Значения этих коэффициентов равны соответственно 15,75 *Мэв*, 0,71 *Мэв*, 17,8 *Мэв*, 94,8 *Мэв*, 34 *Мэв*.

Таблица 6

Ядро	Энергия связи E, *Мэв*	
	вычислено по формуле (II.8)	вычислено по формуле (II.16)
$_2He^4$	27,185610	29,160
$_4Be^9$	55,89353	53,743
$_7N^{14}$	100,774318	99,000
$_8O^{16}$	123,168000	126,227
$_{15}P^{31}$	254,535572	260,745

В табл. 6 приводятся значения энергий связи, вычисленные по формулам (II.8) и (II.16) для ряда ядер. Как видно из таблицы, формула (II.16) дает значения, достаточно близкие к определяемым экспериментально. Принимая во внимание определение энергии связи, напишем выражения для массы ядра:

$$_ZM^A = ZM_p + (A-Z)M_n - E_{св} = ZM_p + (A-Z)M_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \delta \frac{(A-2Z)^2}{A} \mp \xi. \qquad (II.17)$$

Найдем условие стабильности ядер. Очевидно, что чем больше при заданном A энергия связи, тем ядро более устойчиво. Это обстоятельство позволяет определить, каково должно быть соотношение между Z и N при заданном A для стабильных ядер. Потребуем равенства нулю $\left(\frac{dE_{св}}{dZ}\right)_{A=\text{const}}$ и определим Z как функцию A. Решение дает значение

$$Z_{стаб} = \frac{A}{2{,}0 + 0{,}015\,A^{2/3}}. \qquad (II.18)$$

Ближайшее целое число к вычисленному $Z_{стаб}$ и есть искомая величина. Подстановка его в выражение (II.17) позволяет определить массу наиболее устойчивой изобары.

Наглядное представление о стабильности ядер можно получить, если графически изобразить зависимость (II.17). На

рис. 12 представлено изменение массы при $A=61$ (нечетное) и $A=60$ и 64. В двух последних случаях из-за неоднозначности члена ξ имеются по две параболы. Значения Z, при которых масса имеет минимальную величину, как указывалось выше, соответствуют наиболее стабильному изобару.

Все значения, лежащие выше, являются менее устойчивыми. Очевидно, что система будет стремиться занять наимень-

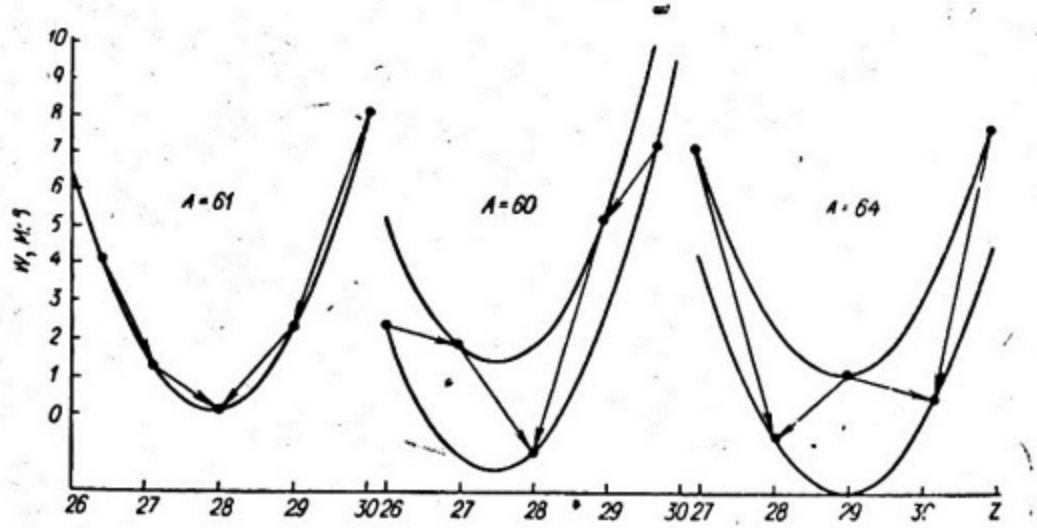


Рис. 12. Зависимость массы ядер от Z и A.

ший энергетический уровень. Такой процесс будет сопровождаться внутренними превращениями — β-распадом. Движение по параболе вниз по левой ветви соответствует β^--распаду, по правой ветви — β^+-распаду. В случае, когда минимальной величине массы соответствуют два значения Z, имеется два стабильных изобара (см. рис. 12).

ГЛАВА III

РАДИОАКТИВНОСТЬ

§ 1. Общие законы радиоактивного распада ядер

Процесс радиоактивного, т. е. самопроизвольного, распада ядер, приводящий к превращению одних ядер в другие, является свойством ядер, не зависящим от внешних воздействий (электрических и магнитных полей, температуры, давления и т. п.). Известно несколько видов радиоактивного распада ядер: α-распад (испускание ядер гелия), β-распад (испускание электронов, позитронов, электронный захват) и спонтанное деление ядер. Испускание γ-лучей ядрами, часто называемое γ-радиоактивностью, связано лишь с изменением энергетических состояний ядер и не сопровождается изменением числа протонов или нейтронов в ядрах. Для ядер с большим недостатком нейтронов (нейтронодефицитных ядер) могут существовать протонная (испускание протона) и даже двупротонная (испускание двух протонов) радиоактивности.

В настоящее время известно более 1800 радиоактивных изотопов. За исключением небольшого числа радиоактивных изотопов, встречающихся в природе (приблизительно 60 изотопов), эти изотопы получены искусственным путем в ядерных реакциях. Природные (естественные) радиоактивные изотопы образуют три радиоактивных ряда (семейства): первый начинается с ${}_{92}U^{238}$ и называется рядом урана, второй — с ${}_{90}Th^{232}$ и называется рядом тория и третий — с изотопа урана ${}_{92}U^{235}$ и по одному из членов ряда — изотопу Ac^{227} — называется рядом актиния. В каждом из этих рядов происходит длинная цепь актов α- и β-распадов, приводящая в конечном счете к образованию стабильных изотопов свинца. Легко понять, что если в радиоактивном ряду происходят только α- и β-распады, то массовые числа соседних членов ряда либо различаются на четыре (α-распад), либо одинаковы (β-распад). Поэтому каждый изотоп может входить только в какой-то один радиоактивный ряд. Изотопы ряда с массовым числом $4n$, где n — целое число, образуют ряд тория, изотопы $A=4n+2$ — ряд урана, изотопы с $A=4n+3$ — ряд актиния.

Радиоактивный ряд с массовыми числами $A=4n+1$ в природе не обнаружен, но получен искусственно. Этот ряд состоит из трансурановых элементов и условно называется рядом нептуния, так как самым долгоживущим в ряду оказался изотоп Np^{237}. На рис. 13 приведены полные схемы четырех радиоактивных рядов.

На рис. 13а — 13г кружками и сплошными линиями отмечены изотопы и их превращения, наблюдающиеся в естественных рядах радиоактивного распада; квадратами — исходные и заключительные изотопы в естественных рядах; белыми кружками и пунктирными линиями — искусственно полученные изотопы и их превращения; кружками с усиками — изотопы, для которых имеются возбужденные изомерные состояния. По горизонтальной оси графиков отложено массовое число $A=N+Z$, по вертикальной оси — разность числа нейтронов и протонов $N-Z=A-2Z$. Ядра, расположенные на одной вертикали, являются изобарами. Сдвиг по вертикали вверх и вниз возможен только на две единицы. При β^--распаде число нейтронов уменьшается на один, а число протонов увеличивается на один, поэтому разность $N-Z$ уменьшается на два. При электронном захвате и β^+-распаде, наоборот, уменьшается на единицу число протонов и увеличивается число нейтронов; разность $N-Z$ возрастает на два. Перемещение справа налево по горизонтали соответствует α-распаду. При этом разность $N-Z$ остается неизменной.

На рис. 13а — 13г отмечены также наклонные оси (справа вверху), объединяющие изотопы с определенным Z, т. е. изотопы одного элемента. Линиями или стрелками на рис. 13а — 13г обозначены направления радиоактивных превращений (α-, β^-- и β^+-распадов и электронного захвата). Около каждой стрелки, указывающей на ядерное превращение, обозначен период полураспада, соответствующий такому превращению. Там, где имеются разветвления превращений, помечен один общий период полураспада без указания вероятности разных ветвей.

Известно также семь естественных радиоактивных изотопов, не принадлежащих к радиоактивным рядам. Это β-активные $_{19}K^{40}$, $_{37}Rb^{87}$, $_{71}Lu^{176}$, $_{75}Re^{187}$, $_{49}In^{115}$, $_{57}La^{138}$ и α-активный изотоп $_{62}Sm^{148}$.

Рассмотрим закон радиоактивного распада ядер. Поскольку каждое радиоактивное ядро распадается независимо от остальных ядер, число актов распада dN за малый промежуток времени dt пропорционально имеющемуся числу радиоактивных ядер N

$$dN=-\lambda N\,dt \qquad \text{(III.1)}$$

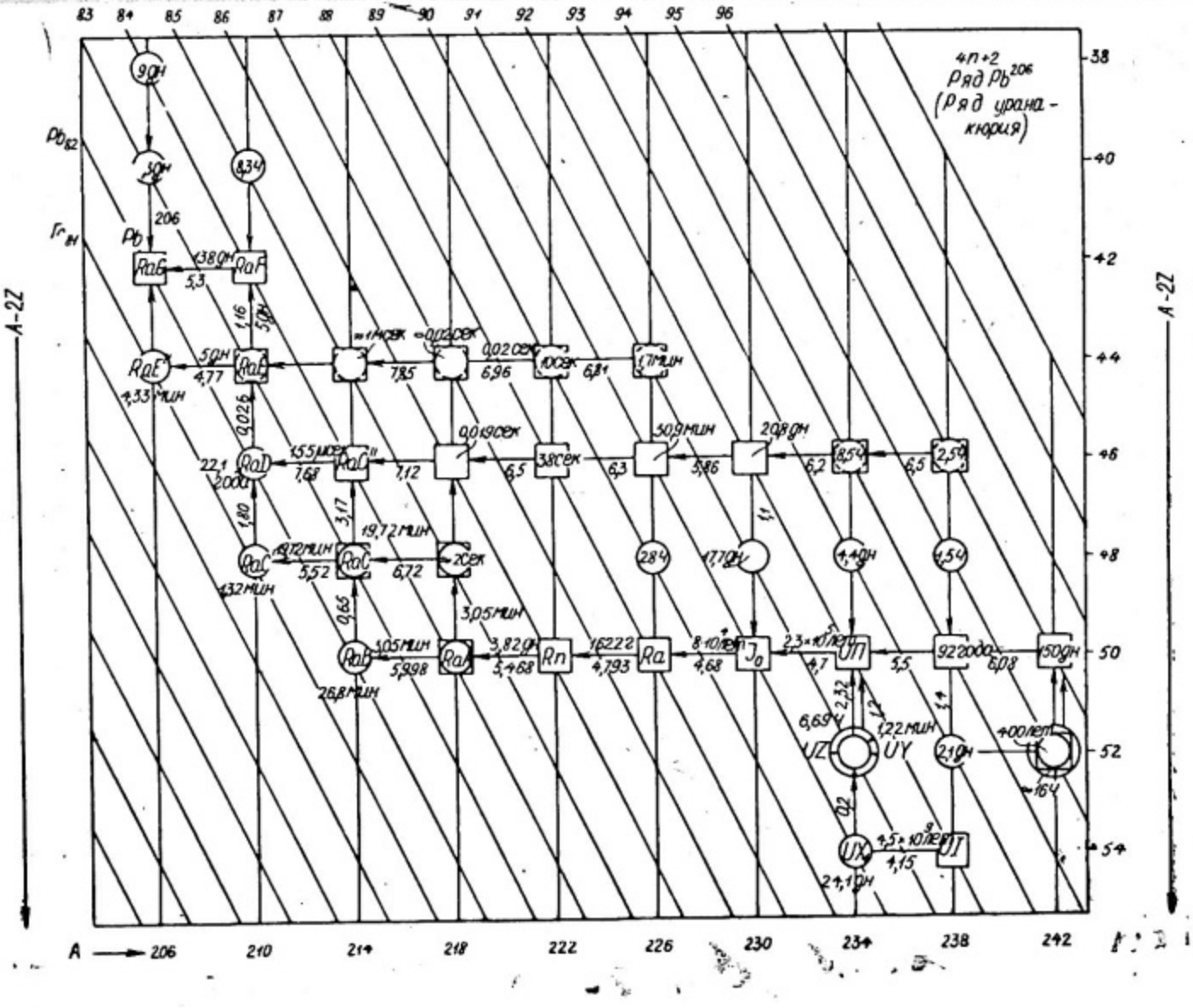


Рис. 13а. Схема радиоактивного ряда урана-кюрия.

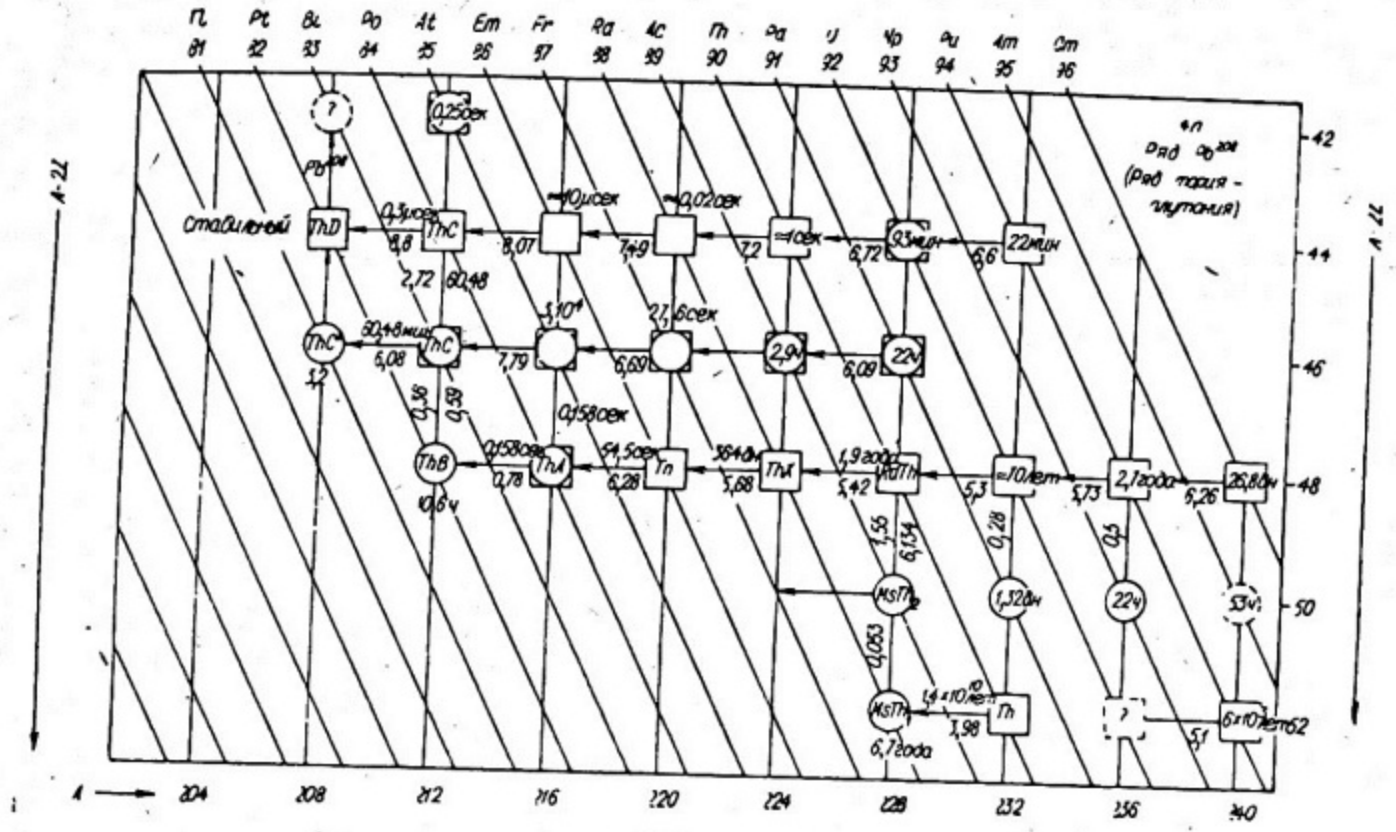


Рис. 13б. Схема радиоактивного ряда тория-плутония.

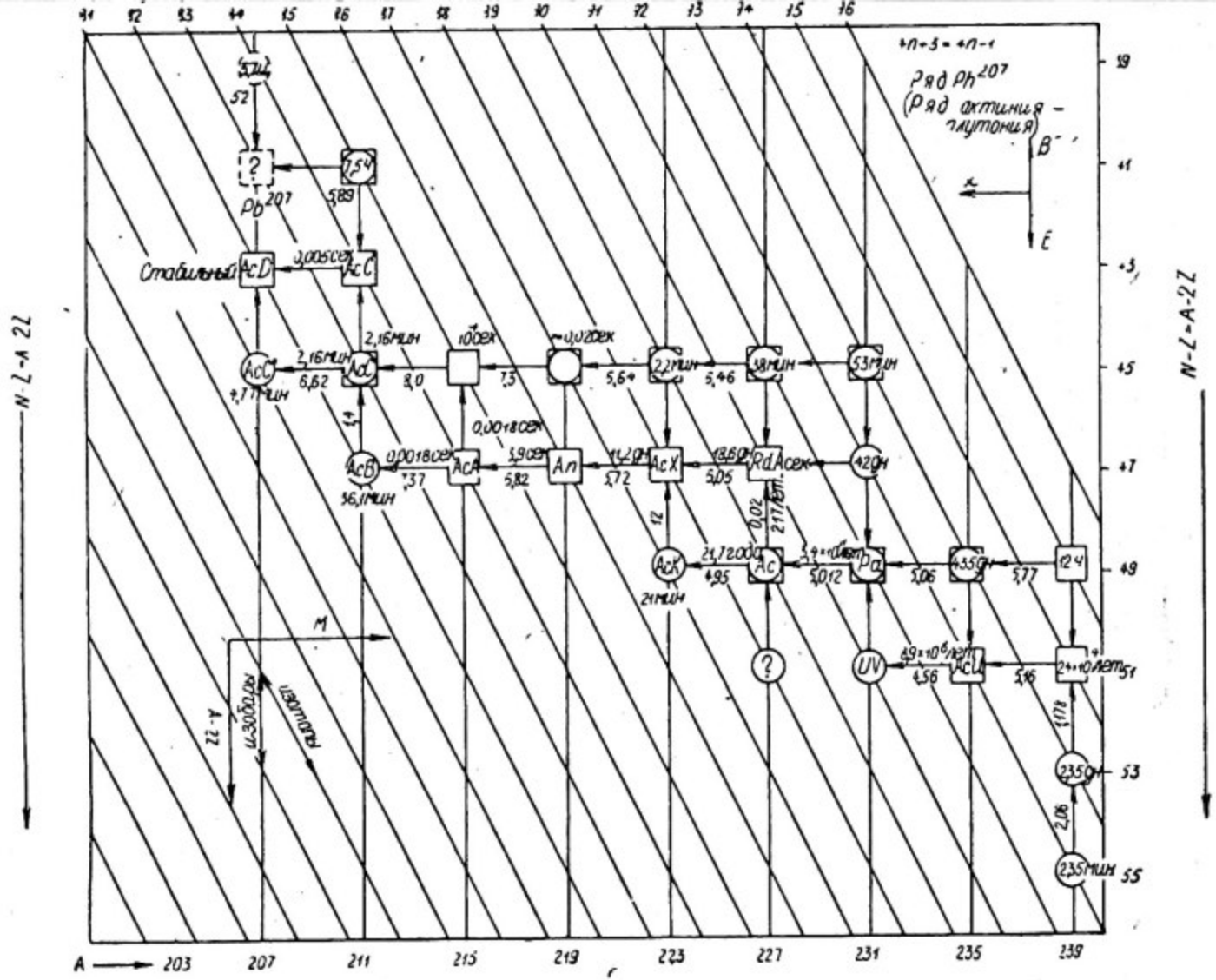


Рис. 13в. Схема радиоактивного ряда актиния-плутония.

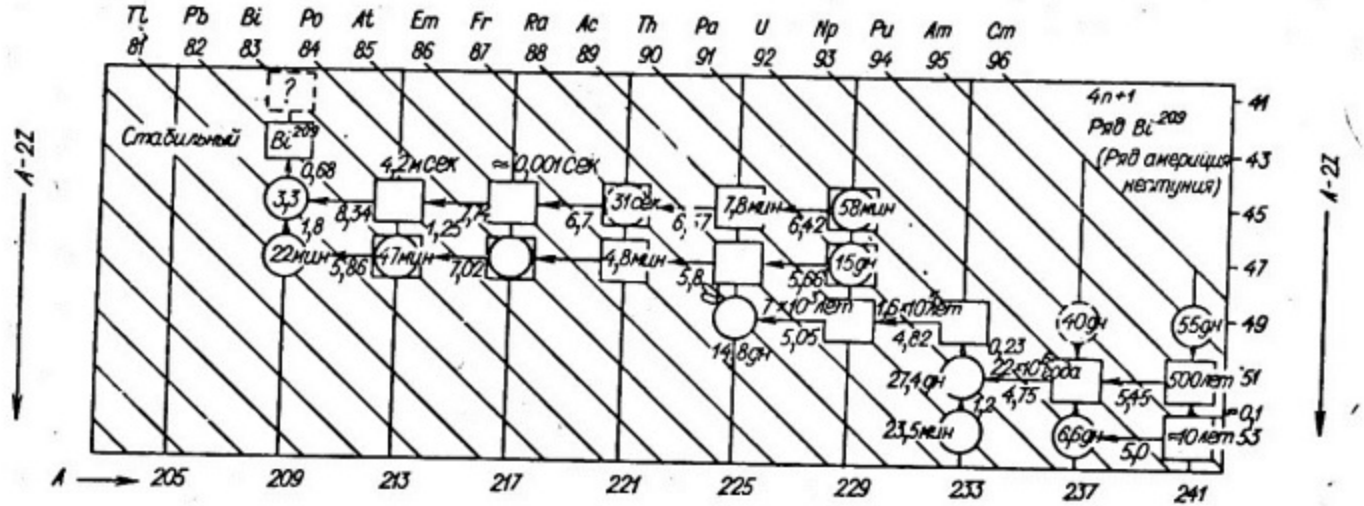


Рис. 13г. Схема радиоактивного ряда америция-нептуния.

или

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

(знак минус указывает, что число ядер убывает).

Коэффициент пропорциональности λ характеризует вероятность распада ядра в 1 *сек* и называется константой радиоактивного распада. С течением времени число радиоактивных ядер убывает, поэтому скорость радиоактивного распада или активность dN/dt уменьшается.

Решая дифференциальное уравнение (III.1), получаем закон радиоактивного распада ядер:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \qquad \text{(III.2)}$$

где N_0 — первоначальное число радиоактивных ядер.

Для описания радиоактивного распада ядер используются понятия среднего времени жизни $\tau = 1/\lambda$ и периода полураспада $T_{1/2}$ радиоактивного изотопа. Период полураспада $T_{1/2}$ соответствует времени, за которое число радиоактивных ядер уменьшается вдвое. Легко найти связь между периодом полураспада и константой радиоактивного распада λ, а следовательно, и τ. Для этого в уравнение (III.2) вместо t надо подставить $T_{1/2}$, а вместо $N(t)$ — $\frac{N_0}{2}$

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

и, следовательно,

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0{,}693}{\lambda}.$$

Периоды полураспадов радиоактивных ядер заключаются в больших пределах — от 10^{-7} *сек* до 10^{16} лет. Например, $T_{1/2}$ радия ${}_{88}Ra^{226}$ равен 1620 годам, а радиоактивного ${}_{12}Mg^{23} = 11{,}6$ *сек*.

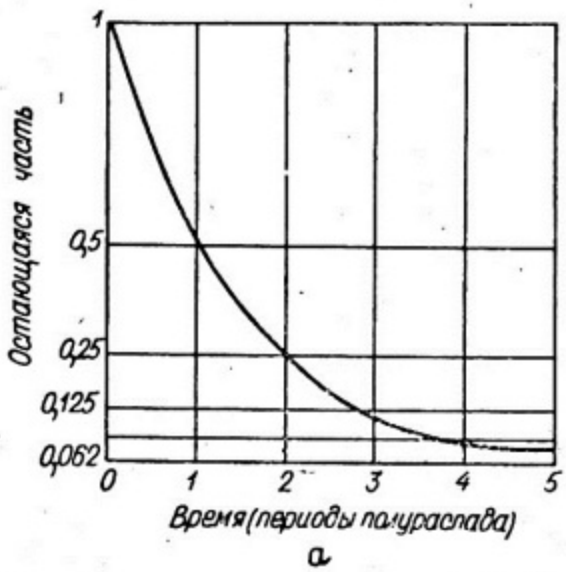
Графически закон радиоактивного распада изображен на рис. 14, *а*. Если число радиоактивных ядер представить в полулогарифмической шкале $\ln N(t)$, то тангенс угла наклона прямой, очевидно, будет равен константе радиоактивного распада — λ (рис. 14, *б*). Обычно эту зависимость и используют для определения периода полураспада радиоактивного изотопа.

Для смеси двух радиоактивных изотопов N_1 и N_2 с разными периодами полураспада уравнение распада будет иметь вид

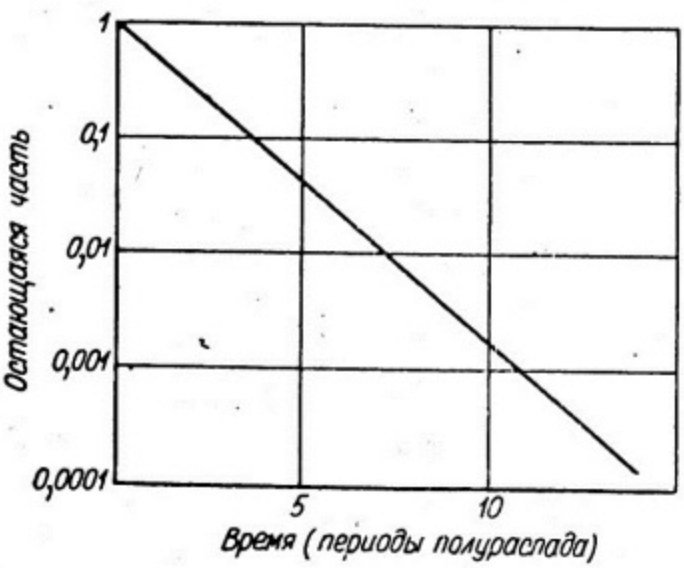
$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN_1}{dt} + \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_{20} e^{-\lambda_2 t},$$

$$N = N_1 + N_2 = N_{10} e^{-\lambda_1 t} + N_{20} e^{-\lambda_2 t}, \qquad \text{(III.3)}$$

и кривая радиоактивного распада, построенная в полулогарифмическом масштабе, уже не будет прямой. Если периоды полураспада находящихся в смеси радиоактивных ядер сильно отличаются друг от друга, то можно определить их периоды полураспада при помощи распадной кривой. Начальная



а



б

Рис. 14. Графическое представление радиоактивного распада.

часть этой кривой будет обусловлена в основном короткоживущим изотопом, а конечная — только долгоживущим. Следовательно, как только короткоживущий изотоп полностью распадается, кривая распада превращается в прямую, по наклону которой можно определить $T_{1/2}$ долгоживущего изотопа. В случае, когда период долгоживущего изотопа известен, можно из суммарной кривой выделить часть,

соответствующую короткоживущему изотопу, и определить его $T_{1/2}$.

Иногда возникающее в результате радиоактивного распада ядро в свою очередь является радиоактивным. Примером такого последовательного радиоактивного распада ядер служат рассмотренные ранее радиоактивные семейства. Если период полураспада первого материнского вещества много меньше периода полураспада второго дочернего, то материнское вещество со временем распадается полностью и остается только дочернее. Если же период полураспада материнского вещества много больше дочернего, то дочерний элемент накапливается, до тех пор пока его скорость распада $\lambda_2 N_2$ не станет равной скорости распада материнского элемента $\lambda_1 N_1$. Этот момент соответствует так называемому радиоактивному равновесию: число вновь образующихся дочерних ядер будет равно числу их распадов.

Проведем математическое рассмотрение последовательного радиоактивного распада ядер. Рассмотрим наиболее простой случай, когда материнское ядро A, испытывая радиоактивный распад, превращается в дочернее радиоактивное ядро B

$$A \xrightarrow{\lambda_1} B \xrightarrow{\lambda_2} .$$

Число распадов материнских ядер за время dt будет

$$dN_1 = -\lambda_1 N_1 dt.$$

За это же время изменение числа дочерних ядер

$$dN_2 = \lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt,$$

где первый член соответствует образованию дочернего элемента за счет распада материнского, а второй — уменьшению дочернего элемента за счет собственного радиоактивного распада.

Таким образом, имеем систему дифференциальных уравнений:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1,$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2. \qquad \text{(III.4)}$$

Для упрощения решения системы уравнений (III.4) примем, что в начальный момент времени дочернее вещество отсутствовало, т. е. $N_{20} = 0$.

Тогда получим

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \qquad (III.5)$$

В случае $\lambda_1 \ll \lambda_2$ изменение количества дочернего вещества определяется простым выражением

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} (1 - e^{-\lambda_2 t}).$$

При достаточно больших t член $(1 - e^{-\lambda_2 t})$ стремится к единице, и в этом случае получаем

$$N_2(t)\lambda_2 = N_1(0)\lambda_1$$

или (III.6)

$$N_2(t)(T_{1/2})_1 = N_1(0)(T_{1/2})_2.$$

Выражение (III.6) называется вековым или секулярным уравнением и его используют для вычисления периода полураспада медленно распадающихся изотопов, входящих в радиоактивные семейства.

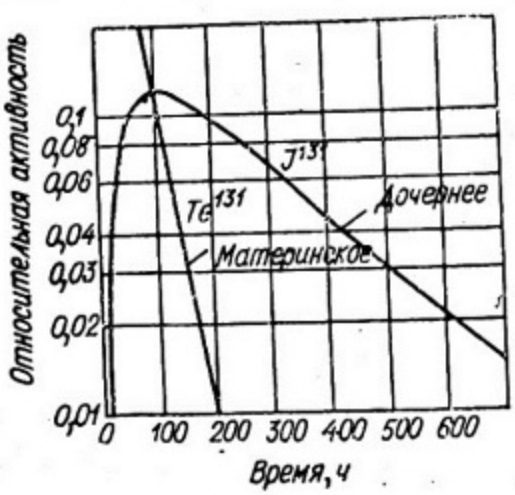


Рис. 15. Изменение числа материнских и дочерних ядер для случая $\lambda_1 > \lambda_2$.

С помощью уравнения (III.5) легко представить графически изменение числа материнских и дочерних ядер в процессе распада. Например, для случая $\lambda_1 > \lambda_2$ эта зависимость представлена на рис. 15, для случая $\lambda_1 < \lambda_2$ на рис. 16.

В общем случае для цепочки последовательно распадающихся элементов

$$A \xrightarrow{\lambda_1} B \xrightarrow{\lambda_2} C \longrightarrow \ldots K \xrightarrow{\lambda_n}$$

выражение для изменения количества n-го члена во времени имеет вид

$$N_n(t) = N_{10}(C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} + \ldots + C_n e^{-\lambda_n t}), \qquad \text{(III.7)}$$

где

$$C_1 = \frac{\lambda_1\lambda_2\lambda_3 \ldots \lambda_{n-1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)\ldots(\lambda_n - \lambda_1)},$$

$$C_2 = \frac{\lambda_1\lambda_2\lambda_3 \ldots \lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)\ldots(\lambda_n - \lambda_2)},$$

. . . . . .

$$C_n = \frac{\lambda_1\lambda_2\lambda_3 \ldots \lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_n)(\lambda_2 - \lambda_n)\ldots(\lambda_{n-1} - \lambda_n)}.$$

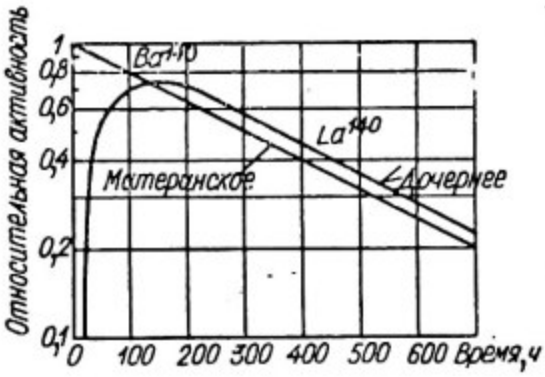


Рис. 16. Изменение числа материнских и дочерних ядер для случая $\lambda_1 < \lambda_2$.

У некоторых радиоактивных изотопов наблюдается так называемый параллельный распад, т. е. распад ядер происходит различными путями (с испусканием различных частиц)

$$A \longrightarrow \begin{cases} \xrightarrow{\lambda_1} B_1, \\ \xrightarrow{\lambda_2} B_2, \\ \xrightarrow{\lambda_3} B_n. \end{cases}$$

Примером параллельного распада являются так называемые радиоактивные вилки в рядах урана и тория. Распад RaE

$$\begin{array}{ccc} \mathrm{RaE}\,(_{83}\mathrm{Bi}^{210}) & \xrightarrow{\alpha} & \mathrm{RaE''}\,(_{81}\mathrm{Tl}^{206}) \\ \downarrow \beta- & & \downarrow \beta- \\ \mathrm{RaF}\,(_{84}\mathrm{Po}^{210}) & \xrightarrow{\alpha} & {}_{82}\mathrm{Pb}^{206} \end{array}$$

идет двумя параллельными путями: ($\alpha\beta$) — сначала α-, а затем β-распад и. ($\beta\alpha$) — сначала β-, а затем α-распад. В ко-

нечном итоге образуется одно и то же стабильное ядро свинца $_{82}Pb^{206}$. При параллельном распаде его константа представляет собой сумму констант, характеризующих все возможные направления распада $\lambda = \sum_{i=1}^{n} \lambda_i$, а вероятность распада в i-м направлении

$$f_i = \frac{\lambda_i}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}).$$

Изменение со временем материнского и дочернего веществ дается формулами:

$$N_A = N_A(0)\, e^{-\lambda t},$$

$$N_{B_i} = N_A(0)\frac{\lambda_i}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}),$$

где $N_A(0)$ — число ядер материнского вещества в начальный момент времени. Если материнское вещество имеет большой период полураспада ($\lambda \to 0$), то его количество практически остается постоянным. В этом случае $f_i = \lambda_i t$ и $N_{B_i} = N_A(0)\lambda_i t$, т. е. количество дочернего элемента пропорционально времени.

§ 2. Получение искусственных радиоактивных изотопов

На современных ускорителях и в ядерных реакторах создаются пучки частиц большой интенсивности (современные мощные ускорители могут давать до 10^{12} *частиц*/(*см*^{2}·*сек*), а импульсные ядерные реакторы приблизительно 10^{18} *нейтр*/(*см*^{2}·*сек*)), с помощью которых можно проводить облучение стабильных ядер и получать радиоактивные изотопы.

Рассмотрим, как протекает во времени процесс образования и накопления радиоактивных изотопов при облучении мишени на ускорителе или в реакторе. Пусть мишень площадью S *см*^{2}, толщиной δ *см* и плотностью n *ядер*/*см*^{3} облучается в течение времени dt потоком j-частиц/(*см*^{2}·*сек*). Очевидно, что число образовавшихся ядер радиоактивного изотопа будет $dN = j\delta nS\sigma dt$, где σ — эффективное сечение данной реакции.

Учитывая распад образовавшихся радиоактивных ядер, получаем простое дифференциальное уравнение

$$\frac{dN}{dt} = j\delta nS\sigma - N\lambda. \qquad \text{(III.8)}$$

Решение уравнения с учетом начальных условий (при $t=0$ $N=0$) дает зависимость числа ядер образованного радиоактивного изотопа от времени

$$N(t) = j\frac{\delta nS\sigma}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}). \qquad \text{(III.9)}$$

Активность полученного радиоактивного элемента изменяется по закону:

$$\lambda N(t) = jn\delta S\sigma(1 - e^{-\lambda t}).$$

Из формулы (III.9) видно, что число ядер в начале облучения при $\lambda t \ll 1$ быстро возрастает, причем нарастание активности пропорционально длительности облучения, а затем с установлением радиоактивного равновесия приближается к

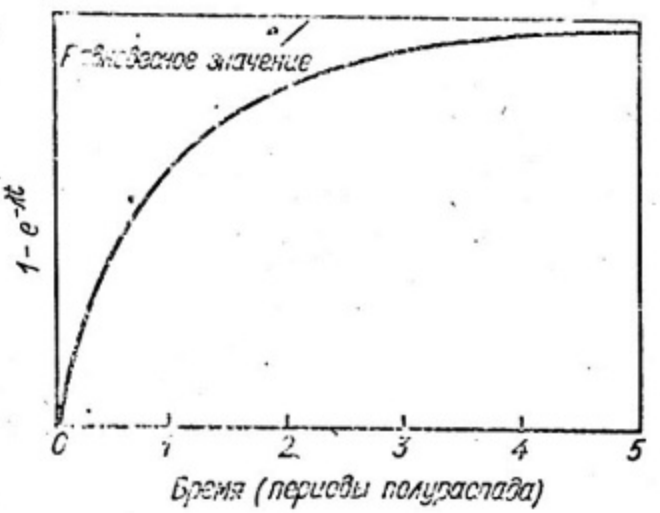


Рис. 17. Зависимость активности от времени облучения для P.

постоянному значению. Очевидно, что количество образованных ядер не может превышать $N(\infty) = \frac{jn\delta S\sigma}{\lambda}$. Облучение, длительность которого значительно превышает несколько периодов полураспада образованного радиоактивного изотопа, оказывается уже нецелесообразным, так как почти не дает увеличения его количества. На рис. 17 представлена зависимость активности от времени облучения $\left(t = \frac{\text{время активации}}{T^{1/2}}\right)$ для радиоактивного изотопа фосфора, который получался в результате бомбардировки изотопа $_{15}P^{31}$ нейтронами в ядерном реакторе

$$_{15}P^{31} + n \longrightarrow {}_{15}P^{32} + \gamma.$$

Из рис. 17 видно, что уже при активации, примерно равной трем периодам полураспада, количество радиоактивного фосфора достигает около 90% от максимально возможного. Изотоп $_{15}P^{32}$ имеет период полураспада $T_{1/2} = 14{,}5$ дня, и, таким образом, чтобы получить максимально возможное количество радиоактивного фосфора, достаточно проводить активацию примерно в течение $1 - 1\frac{1}{2}$ месяцев.

Для получения максимально возможного количества радиоактивных изотопов с большими периодами полураспада нецелесообразно увеличивать только время облучения, разумнее увеличить поток частиц, что следует из формулы (III.9), которая при $\lambda \ll 1$ переходит в

$$N(t)_{\lambda<1} = jn\delta S\sigma t,$$

т. е. максимально возможное число образованных радиоактивных ядер будет зависеть от плотности потока частиц j, числа ядер в мишени δnS и времени облучения t.

При весьма длительном облучении некоторых мишений активность может оказаться очень большой (для некоторых мишений удельная активность, т. е. активность, отнесенная к 1 *г*, превышает удельную активность радия в сотни раз). Поэтому работа с облученными мишенями с высокой активностью (извлечение мишени с места облучения и дальнейшие операции) требует специальных мер предосторожности и производится, как правило, дистанционно.

В заключение рассмотрим единицы радиоактивности и дозы облучения. Величина $\frac{dN}{dt} = \lambda N$ обычно называется активностью источника. За единицу радиоактивности принимается кюри — величина, равная $3{,}7 \cdot 10^{10}$ *расп/сек*. Это число распадов примерно соответствует числу распадов 1 *г* радия в 1 *сек*. Производные от кюри — милликюри ($3{,}7 \cdot 10^7$ *расп/сек*) и микрокюри ($3{,}7 \cdot 10^4$ *расп/сек*). Очень редко используется другая единица — резерфорд, равная 10^6 *расп/сек*.

Радиоактивное излучение представляет серьезную опасность для живой материи. Поглощение излучения, несмотря на разные типы взаимодействия, приводит в итоге к ионизации и возбуждению атомов и молекул среды. Как известно, заряженные частицы ионизируют атомы среды непосредственно, а γ-излучение и нейтроны — в результате вторичных процессов. В результате ионизации в клетках живой материи происходят изменения, оказывающиеся в большинстве случаев гибельными.

Облучение живого организма может происходить как снаружи, так и изнутри. Попадая внутрь организма, радиоактивные ядра участвуют в различных процессах (обмен кислородом, усвоение пищи и т. п.) и, будучи химически тождественными с обычными ядрами, быстро усваиваются организмом. Постоянно распадаясь, радиоактивные ядра приводят к поражению органов, в которых происходит их накопление.

Поэтому очень важно знать величину допустимой и опасной дозы при радиоактивном облучении. В качестве единицы

дозы облучения используется рентген, т. е. такое количество рентгеновского или γ-излучения, которое в 1 *см*^{3} воздуха при нормальных условиях (0° С и давлении 760 *мм рт. ст.*) образует ионы, переносящие одну электростатическую единицу количества электричества. Энергетический эквивалент рентгена соответствует 87 *эрг/г* воздуха.

В 1957 г. Международной комиссией радиологических единиц была рекомендована в качестве единицы доза (*рад*), соответствующая поглощению 100 *эрг* энергии излучения в 1 *г* облученного вещества. Для учета различного действия излучений биологических систем был введен коэффициент относительной биологической эффективности (ОБЭ). Например, если ОБЭ для рентгеновских лучей, γ-квантов и электронов принять равным единице, то ОБЭ для протонов, α-частиц и быстрых нейтронов приблизительно равен 10, а для многозарядных ионов 20.

Принято считать предельно допустимой дозой наибольшую дозу, действие которой на организм не вызывает необратимых изменений. Считается, что при дозе (одноразовом облучении), приблизительно равной 100—200 *рад*, происходят необратимые процессы, меняется состав крови, при 400 *рад* обычно наступает смертельный исход.

С точки зрения допустимой дозы различают три категории облучаемых: профессиональное облучение (100 *мрад/неделя*), облучение работающих в смежных помещениях (10 *мрад/неделя*) и облучение населения (1 *мрад/неделя*). Дозиметрический контроль осуществляется специальными приборами — дозиметрами.

В табл. 7 приводятся различные радиоактивные изотопы и предельно допустимое содержание их в организме и отдельных органах.

Особую опасность представляет Sr^{90}, возникающий в большом количестве при ядерных взрывах и откладывающийся в костной ткани (Sr является химическим аналогом Ca). Так как естественный обмен костной ткани в организме происходит очень медленно, то Sr в течение очень длительного времени ($T_{1/2}$ приблизительно равен 28 годам) оказывает гибельное действие на костную ткань и костный мозг. Губительное действие радиоактивного излучения на клетки в последние годы было использовано для стерилизации пищевых продуктов. Доза, приблизительно равная $20 \cdot 10^6$ *рад*, уничтожает практически все бактерии.

§ 3. Альфа-распад ядер

Энергетические характеристики α-распада. Самопроизвольное испускание ядром α-частиц, т. е. ядер $_2He^4$, называется α-распадом ядер. Для α-распада масса распадающегося

Таблица 7

Заряд Z	Радиоактивный изотоп	Тип распада	Критические органы		Предельно допустимое содержание изотопа, *мк*
			название	вес, *г*	
1	H^3 (в виде HTO_3 или H_2O)	β^-	Весь организм	$7 \cdot 10^4$	10^4
			Желудочно-кишечный тракт	150	10^4
6	C^{14} (в виде CO_2)	β^-	Жировая ткань	10^4	260
			Желудочно-кишечный тракт	150	$5 \cdot 10^3$
11	Na^{24}	β^-, γ	Весь организм	$7 \cdot 10^4$	15
			Желудочно-кишечный тракт	150	15
15	P^{32}	β^-	Кости	$7 \cdot 10^3$	10
			Желудочно-кишечный тракт	150	40
16	S^{35}	β^-	Кожа	$2 \cdot 10^3$	300
			Желудочно-кишечный тракт	150	360
19	K^{42}	β^-, γ	Мышцы	$3 \cdot 10^4$	21
			Желудочно-кишечный тракт	150	6
20	Ca^{45}	β^-	Кости	$7 \cdot 10^3$	14
			Желудочно-кишечный тракт	150	$3 \cdot 10^3$
26	Fe^{59}	β^-, γ	Кровь	$5{,}4 \cdot 10^3$	13
			Желудочно-кишечный тракт	150	390
27	Co^{60}	β^-, γ	Печень	$1{,}7 \cdot 10^3$	3
			Желудочно-кишечный тракт	150	0,06
38	$Sr^{90} + Y^{90}$	β^-	Кости	$7 \cdot 10^3$	1
			Желудочно-кишечный тракт	150	10^3

Продолжение таблицы 7

Заряд Z	Радиоактивный изотоп	Тип распада	Критические органы		Предельно допустимое содержание изотопа, *мк*
			название	вес, *г*	
53	I^{131}	β^-, γ	Щитовидная железа	20	0,6
			Желудочно-кишечный тракт	150	0,6
77	Ir^{190}	β^-, γ	Почки	300	23
			Селезенка	150	21
84	Po^{210}	α, γ	Желудочно-кишечный тракт	150	0,3
			Легкие	10^3	0.02
88	Ra^{226} + 55% дочернего продукта	α, β, γ	Кости	$7 \cdot 10^3$	0,1
92	U естественный (растворимый)	α, β^-, γ	Почки	300	0,04
			Желудочно-кишечный тракт	150	$8 \cdot 10^{-4}$
92	U естественный (нерастворимый)	α, β^-, γ	Легкие	10^3	0,01
94	Pu^{239} (растворимый)	α, γ	Кости	$7 \cdot 10^3$	0,04
			Желудочно-кишечный тракт	150	0,02
94	Pu^{239} (нерастворимый)	α, γ	Легкие	10^3	0.02

ядра должна быть больше суммы масс α-частицы и дочернего ядра. Это условие записывается следующим образом:

$$M(ZA) > M(Z-2,\ A-4) + M_\alpha. \qquad \text{(III.10)}$$

Альфа-распад соответствует переходу в более устойчивое, а тем самым в более низкое энергетическое состояние и со-

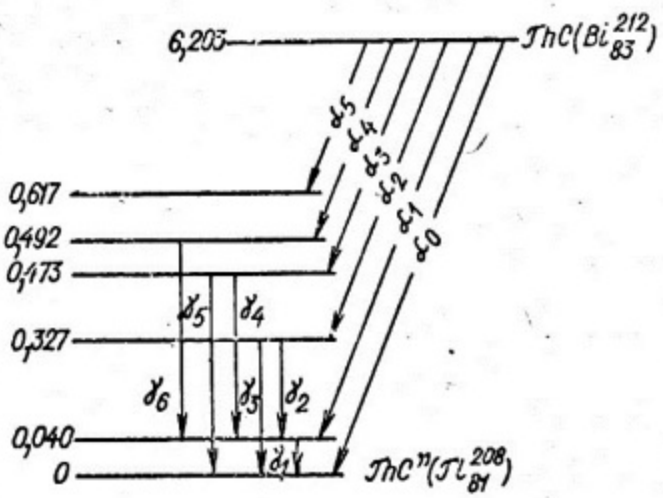


Рис. 18. «Тонкая» структура α-спектра $_{90}Th^{234}$.

провождается выделением энергии, равной энергии связи α-частицы в материнском ядре,

$$E_{\text{св}\,\alpha} = [M_\alpha + M(Z-2,\ A-4) - M(ZA)]\,c^2.$$

Выделяющаяся энергия распределяется между α-частицей и дочерним ядром. Используя законы сохранения энергии и импульса для α-распада

$$E_{\text{св}\,\alpha} = E_\alpha + E_{\text{доч. ядра}},$$

$$\vec{P}_\alpha = \vec{P}_{\text{доч. ядра}},$$

находим, что

$$E_\alpha = E_{\text{св}\,\alpha} \cdot \frac{M(Z-2,\ A-4)}{M(Z-2,\ A-4) + M_\alpha}. \qquad \text{(III.11)}$$

При этом предполагается, что вся энергия, выделяющаяся в α-распаде, превращается в кинетическую энергию α-частицы и дочернего ядра. Если же последнее оказывается в возбужденном состоянии, то α-частица получит, очевидно, меньшую кинетическую энергию. И так как в реальных условиях дочернее ядро находится в разных энергетических состояниях, то α-частицы имеют целый спектр кинетических энергий (наблюдается так называемая «тонкая» структура α-спектров). Рис. 18 иллюстрирует «тонкую» структуру α-спектра $_{90}Th^{234}$. В некоторых случаях материнское ядро

распадается из возбужденного состояния. Тогда наблюдаются α-частицы с энергией, большей вычисляемой по формуле (III.11). Это так называемые «длиннопробежные» α-частицы.

Исследования энергии α-частиц, их углового распределения дают очень ценные сведения о структуре энергетических уровней в ядрах, участвующих в α-распаде. Сопровождающее α-распад γ-излучение дочернего ядра, соответствующее последующему переходу дочернего ядра из возбужденного в основное состояние, является дополнительным важным элементом в этих исследованиях.

Энергия α-частиц для всех радиоактивных ядер лежит в довольно узких пределах $4 \div 9$ *Мэв*, в то время как периоды полураспада заключены в пределах от 10^{-7} до 10^{17} *сек*. Еще в 1911 г. Гейгер и Нэттол обнаружили сильную зависимость периода полураспада от энергии вылетающей α-частицы. Эта зависимость, получившая название закона Гейгера — Нэттола, имеет вид

$$\ln T_{1/2} = A \ln E_\alpha + B, \qquad \text{(III.12)}$$

где A и B — некоторые константы, разные для четырех радиоактивных семейств. Ниже мы дадим теоретическое объяснение этой эмпирической закономерности.

Теория α-распада. Существенным фактором, определяющим α-распад, является наличие у ядра так называемого кулоновского барьера. Появление кулоновского барьера вызвано совместным действием ядерных сил притяжения и электромагнитных сил отталкивания и может быть понято из следующего рассмотрения.

Как мы уже знаем, радиус действия ядерных сил очень мал и практически совпадает с радиусом ядра. Поэтому любая заряженная частица (протон или α-частица) прежде чем попасть в ядро, где действуют большие силы ядерного притяжения, должна преодолеть кулоновские силы отталкивания. По мере приближения к ядру энергия кулоновского отталкивания возрастает

$$U_{\text{кул}} = \frac{zZe^2}{r},$$

где ze и Ze — заряд частицы и ядра соответственно, а r — расстояние между ними.

Одновременно в ядре действуют ядерные силы притяжения, значительно превосходящие кулоновские силы отталкивания. Это приводит к образованию барьера вне ядра B_k и глубокой «потенциальной ямы» внутри (рис. 19). Величина кулоновского барьера приближенно оценивается по формуле

$$B_{\text{к}} = \frac{zZe^2}{R}. \qquad \text{(III.13)}$$

Наличие кулоновского барьера не только препятствует проникновению в ядро, но и вылету из него заряженной частицы, кинетическая энергия которой меньше высоты кулоновского барьера. Таким образом, для α-распада ядер кроме выполнения условия (III.10) необходимо, чтобы $E_\alpha > B_к$. Последнее утверждение, верное для обычной механики, оказывается несправедливым для квантовой. В квантовой механике показывается, что имеется конечная вероятность проникновения сквозь кулоновский барьер. Это явление называ-

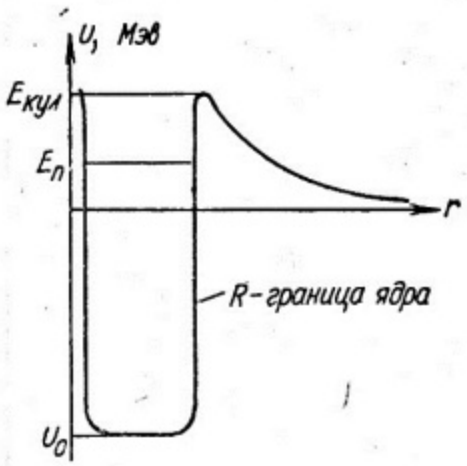


Рис. 19. Общий вид потенциальной энергии вблизи ядра.

ется подбарьерным или туннельным переходом. Альфа-распад — пример подобного явления. Предположим, что α-частица существует в ядре в «готовом» виде. Такое предположение является достаточно грубым и, строго говоря, следует рассчитать вероятность образования в ядре из двух протонов и двух нейтронов α-частицы. Таким образом, экспериментально регистрируемая вероятность α-распада λ_α зависит как от вероятности образования α-частицы в ядре, так и от вероятности прохождения ее под барьером.

Квантовая механика позволяет вычислить вероятность прохождения заряженной частицы под барьером. С точностью до некоторой постоянной D_0 вероятность прохождения под барьером дается формулой

$$D = D_0 e^{-2/\hbar \int_{R_0}^{R_E} \sqrt{2\mu (U - E)}\, dr}, \qquad \text{(III.14)}$$

где U и E — значение кулоновской энергии отталкивания и кинетическая энергия частицы соответственно; μ — приведенная масса ядра и α-частицы (практически — масса α-час-

тицы); R_0 — радиус ядра, а R_E находится из условия равенства кулоновской и кинетической энергии α-частицы

$$E_\alpha = U = \frac{2Ze^2}{R_E}.$$

Если считать α-частицы «готовыми» в ядре, то вероятность вылета α-частицы из ядра, т. е. вероятность α-распада, будет пропорциональна вероятности прохождения под барьером

$$\lambda \sim D_0 e^{-2/\hbar \int_{R_0}^{R_E} \sqrt{2\mu(U-E)}\, dr}$$

или

$$\lambda \sim Ce^{f(E)}.$$

Из полученной формулы следует резкая зависимость вероятности распада от кинетической энергии α-частиц, которая и объясняет тот узкий диапазон наблюдаемых энергий α-излучателей. Например, изменение энергии вылетающей α-частицы на 10% приводит к увеличению времени жизни ядра на три порядка. Уже при энергии α-частиц $E_\alpha = (3 \div 3{,}5)$ *Мэв* период α-распада возрастает настолько, что радиоактивность не может быть обнаружена экспериментально. Именно поэтому α-распад наблюдается лишь у ядер тяжелее свинца, хотя условие (III.10) выполняется и для некоторых более легких ядер. Наконец, заметим, что, логарифмируя выражение $\lambda = Ce^{f(E)}$, получаем закономерность, подобную эмпирическому закону Гейгера — Нэттола:

$$\ln \lambda = \ln C + f(E).$$

Определенный интеграл, стоящий в показателе, является функцией нижнего предела R_0. Это обстоятельство было использовано для определения радиуса ядра по известным значениям периода полураспада и энергии α-частиц. Хотя этот способ достаточно грубый, он используется для определения размеров радиоактивных ядер.

Рассмотренная выше теория α-распада может быть применена для изучения спонтанного деления, протонной или двупротонной радиоактивности ядер. Прозрачность барьера в этих случаях определяется экспоненциальным множителем, где вместо массы и энергии α-частицы должна быть подставлена масса и энергия соответствующего образования.

До сих пор предполагали, что вылетающие α-частицы имеют орбитальный момент, равный нулю. В том же случае, когда частица обладает отличным от нуля орбитальным моментом количества движения l, к кулоновскому барьеру до-

бавляется так называемый центробежный, равный $U_ц = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{mR_0^2}$. И общее выражение для прозрачности барьера принимает в этом случае следующий вид:

$$D \sim e^{-2/\hbar \int_{R_0}^{R_E} \sqrt{2\mu\left(U + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mR^2} - E\right)}\, dr}.$$

§ 4. Протонная и двупротонная радиоактивность

Известно, что для устойчивости атомных ядер необходимо, чтобы в ядре было вполне определенное соотношение числа нейтронов и протонов: в легких ядрах нейтронов и протонов должно быть примерно поровну, в тяжелых ядрах, где электростатическое отталкивание между протонами сказывается сильнее, число нейтронов должно примерно в полтора раза превышать число протонов. По мере увеличения числа нейтронов в ядрах любого заданного элемента растет энергия связи протона, т. е. становится все труднее вырвать протоны из этого ядра, и, наоборот, все выгоднее добавить туда новые протоны. В случае же уменьшения числа нейтронов, т. е. при переходе к нейтронодефицитным изотопам, энергия связи уменьшается и, наконец, может оказаться отрицательной. При этом ядро может испустить протон. Так же как и при α-распаде, время жизни ядра по отношению к испусканию протона определяется энергией протона и кулоновским барьером, препятствующим вылету протона из ядра. Явление сильно задержанного кулоновским барьером испускания протонов ядрами носит название протонной радиоактивности.

Принципиальная возможность такого вида радиоактивного распада представляется совершенно очевидной. Интересно отметить, что еще в 1914 г. ученик Резерфорда Марсден наблюдал вылет протонов, называющихся тогда *H*-частицами, из заключенных в стекло или кварц α-радиоактивных источников и предположил, что это — новый вид радиоактивности. Вернувшись после войны к проверке этого предположения, Э. Резерфорд доказал в серии классических опытов, что *H*-частицы вылетают не при радиоактивном распаде ядер источника, а вследствие ядерных реакций, инициируемых излучаемыми источником α-частицами. Таким образом, именно поиски протонной радиоактивности привели, в 1919 г. к одному из важнейших в истории ядерной физики событий — открытию Резерфордом первой ядерной реакции

$$_2He^4 + {}_7N^{14} \rightarrow {}_1H^1 + {}_8O^{17}.$$

Однако протонную радиоактивность очень трудно наблюдать на опыте — слишком сильный дефицит нейтронов должен быть в ядре; при этом для тяжелых ядер с испусканием

протонов будет успешно конкурировать α-распад, а для легких ядер — β^+-распад. Вторым обстоятельством, осложняющим поиск протонной радиоактивности, является то, что в том случае, когда ожидаемая энергия протонов, испускаемых при распаде, составит несколько мегаэлектрон-вольт, период полураспада должен оказаться крайне малым.

Если же нас интересуют ядра, имеющие не очень короткий период полураспада, что всегда удобнее при проведении экспериментов, то энергия протонов должна быть очень мала, что опять усложняет эксперимент. Тем не менее сейчас предприняты довольно широкие поиски протонной радиоактивности.

Как показал В. И. Гольданский, для многих нейтронодефицитных ядер четных элементов должен наблюдаться другой новый вид самопроизвольного превращения — двупротонная радиоактивность. Причина возникновения двупротонной радиоактивности заключается в спаривании в ядре протонов с противоположными спинами. В результате оказывается, что вырвать из ядра сразу пару протонов легче, чем оторвать один от другого. Проведенные расчеты показывают, что двупротонная радиоактивность может наблюдаться более чем у 60 ядер, причем около половины их приходится на область элементов с $Z > 50$. Если в случае легких элементов ожидаемое время жизни ядер относительно $2p$-распада вряд ли превысит сотни миллисекунд, то в случае наиболее тяжелых ядер оно может достигнуть уже сотен секунд.

Исследования протонной и двупротонной радиоактивности представляют исключительно большой интерес, так как при этом ожидается весьма ценная информация о свойствах ядер с большим недостатком нейтронов (уровни энергии, форма, размеры и массы ядер и т. д.). В случае двупротонной радиоактивности должны наблюдаться и специфические ядерные явления, обусловленные парным взаимодействием протонов, родственные наблюдаемым при изучении сверхпроводимости, когда имеет место парное взаимодействие электронов. Это объясняет тот большой интерес к поиску двупротонной радиоактивности, который наблюдается в ряде лабораторий.

Запаздывающие нейтроны и протоны. Ядро, образующееся после β^--распада, как правило, оказывается в возбужденном состоянии, и в некоторых случаях может случиться, что энергия возбуждения превышает энергию связи нейтрона. В этом случае может быть мгновенно испущен нейтрон, который называют запаздывающим из-за того, что его вылету предшествует довольно длительное существование материнского, β^--активного ядра. Явление испускания запаздывающих нейтронов было открыто Робертсом, Майером и Вонгом в 1939 г.

Аналогично ядро — продукт β^+-распада, будучи возбуждено, может мгновенно вслед за своим образованием при β^+-распаде выбросить протон. Явление испускания запаздывающих протонов было открыто в г. Дубне в 1962 г. В. А. Карнауховым, Г. М. Тер-Акопяном, В. Г. Субботиным и независимо от них несколько позже в Канаде Беллом с сотрудниками.

§ 5. Бета-распад ядер

Виды β-распада ядер. Одним из наиболее распространенных видов радиоактивного распада ядер является β-распад. Известно три типа β-распада ядер: β^--распад (распад ядер

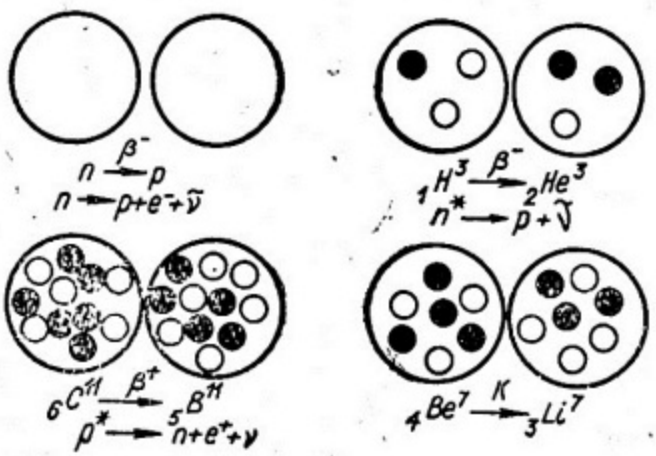


Рис. 20. Бета-распад ядер.

с испусканием электронов), β^+-распад (с испусканием позитронов) и электронный захват (захват ядрами электронов с электронных оболочек собственного атома).

Бета-распад ядер связан с взаимными превращениями нуклонов внутри ядра (полное число нуклонов в ядре не меняется). Так, при β^--распаде происходит превращение в ядре нейтрона в протон, а при позитронном распаде — превращение протона в нейтрон. Очевидно, что при β^--распаде число протонов в ядре увеличивается на единицу, а число нейтронов на единицу уменьшается. Самым легким ядром, испытывающим β^--распад, является ядро трития — ${}_1H^3$, состоящее из одного протона и двух нейтронов. Испустив электрон, ядро трития превращается в ядро ${}_2He^3$, состоящее уже из двух протонов и одного нейтрона. Таким образом, при β^--распаде ${}_1H^3$ произошло превращение нейтрона в протон.

При позитронном распаде уменьшается на единицу число протонов и увеличивается число нейтронов. Примером позитронного распада может служить ядро углерода ${}_6C^{11}$. Процессы β-распада вышеприведенных ядер, а также свободного нейтрона схематически представлены на рис. 20.

Электронный захват чаще всего происходит из ближайшей к ядру оболочки — K-оболочки (так называемый K-захват). Например, ядро бериллия, испытывая K-захват, превращается в ядро лития: ${}_4Be^7 \xrightarrow{K} {}_3Li^7$. После захвата ядром K-электрона происходит перестройка электронных оболочек и возникает характеристическое рентгеновское излучение, по которому и можно обнаружить процесс K-захвата.

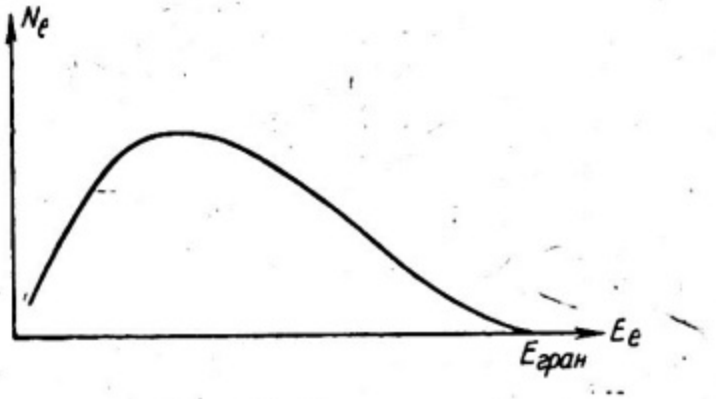


Рис. 21. Бета-спектр.

Очевидно, для того чтобы происходил β-распад ядер, необходимо, чтобы масса распадающегося ядра была больше массы продуктов распада. Если обозначить массу распадающегося ядра через $M(ZA)$, а массу электрона через m_e, то условие β-распада запишется следующим образом:

для β^--распада $M(ZA) > M(Z+1,\ A) + m_e$,
для β^+-распада $M(ZA) > M(Z-1,\ A) + m_e$,
для K-захвата $M(ZA) + m_e > M(Z-1,\ A)$.

При изучении энергетических спектров электронов β-распада было установлено, что энергетические спектры всех β-излучателей являются непрерывными, т. е. электроны, вылетающие из данного радиоактивного вещества, имеют все значения энергии от нуля до некоторого максимального значения $E_{макс}$, характерного для каждого радиоактивного изотопа. Типичный β-спектр представлен на рис. 21.

Теоретический же расчет, основанный на законах сохранения энергии и импульса для двухчастичного распада ядра (до сих пор рассматривали β-распад как распад ядра на электрон и ядро-продукт), приводит к тому, что электроны распада должны обладать строго определенной энергией. При двухчастичном β-распаде ядра также нарушается и закон сохранения полного механического момента — спина. Например, при распаде свободного нейтрона, имеющего спин $^1/_2$, возникают протон и электрон, спины каждого из которых равны $^1/_2$.

Для устранения этих противоречий Паули в 1931 г. высказал гипотезу, согласно которой в процессе β-распада одновременно с электроном испускается еще одна частица, названная впоследствии нейтрино * (обозначаемая греческой буквой ν). Таким образом, полная энергия β-распада будет распределяться уже между тремя частицами: электроном, нейтрино и образовавшимся ядром, и спектр электронов будет непрерывным, что и наблюдается на опыте. Так как нейтрино уносит большую часть энергии β-распада (это видно из энергетического распределения электронов (см. рис. 21)), ее масса должна быть очень малой. Из законов сохранения электрического заряда и момента количества движения при β-распаде следует, что заряд нейтрино равен нулю, а спин $^1/_2$.

Дальнейшее изучение β-распада привело также к необходимости предположения о существовании антинейтрино ($\tilde{\nu}$). Оно в настоящее время подтверждено экспериментами. Название нейтрино было дано той частице, которая испускается в β^+-распаде (p^* (в ядре) $\rightarrow n$ (в ядре) $+ \beta^+ + \nu$), а антинейтрино ($\tilde{\nu}$) — частице, испускаемой в β^--распаде (n^* (в ядре) $\rightarrow p$ (в ядре) $+ \beta^- + \tilde{\nu}$), и распаде свободного нейтрона $n \rightarrow p + \beta^- + \tilde{\nu}$.

Таким образом, учитывая существование нейтрино и антинейтрино, запишем приведенные выше примеры β-распадов ядер следующим образом:

$$_1H^3 \longrightarrow {}_2He^3 + \beta^- + \tilde{\nu},$$

$$_6C^{11} \longrightarrow {}_5B^{11} + \beta^+ + \nu,$$

$$_4Be^7 \xrightarrow{K} {}_3Li^7 + \nu.$$

Экспериментальное доказательство существования нейтрино. Свойства нейтрино ($Z_\nu = 0$; $m_\nu = 0$) делают очень трудными эксперименты по его обнаружению. Лишь в 1953 г. Коуэн и Райнис выполнили эксперименты, в которых было дано прямое доказательство существования нейтрино. Единственными процессами, вызываемыми свободными нейтрино и антинейтрино, являются процессы, обратные β-распаду,

$$\nu + n \longrightarrow p + \beta^-, \qquad \text{(III.15)}$$

$$\tilde{\nu} + p \longrightarrow n + \beta^+. \qquad \text{(III.16)}$$

В связи с тем что теоретические расчеты предсказывают очень малое сечение взаимодействия нейтрино, то для наблю-

* Имя частице — «нейтрино» — было дано известным итальянским физиком Энрико Ферми и в переводе с итальянского означает «что-то маленькое, нейтральное».

дения таких процессов необходимо иметь мощные источники нейтрино или антинейтрино.

В экспериментах Коуэна и Райниса изучалась реакция (см. формулу (III.16)). Источником $\tilde{\nu}$ служил мощный атомный реактор, в котором $\tilde{\nu}$ возникают при β^--распаде осколков, образующихся в процессе деления ядер урана, а мишенью — вода, содержащая растворимую соль кадмия. Изучаемая реакция должна была дать сдвинутые по времени на несколько сотен микросекунд $\gamma-\gamma$-совпадения, которые и регистрировались с помощью счетной аппаратуры.

Первый из γ-квантов возникает в результате процесса аннигиляции позитронов ($e^+ + e^- \to 2\gamma$), а второй, запаздывающий, от захвата замедлившегося нейтрона ядром кадмия ($Cd^A + n \to Cd^{A+1} + \gamma$) (см. гл. VI, § 3).

Коуэну и Райнису удалось зарегистрировать реакцию обратного β-распада (формула (III.16)) и оценить ее сечение, оказавшееся ничтожно малым: $\sigma_{\tilde{\nu}p} = 1{,}1 \cdot 10^{-43}$ *см*^{2}. При таком сечении длина свободного пробега нейтрино ($\lambda_{\tilde{\nu}} = 1/n\sigma_{\tilde{\nu}}$, где $\sigma_{\tilde{\nu}}$ — сечение, а n — число нуклонов в кубических сантиметрах) оказывается чрезвычайно большой — порядка сотни световых лет в твердом веществе, что соответствует 10^{12} прохождениям нейтрино сквозь Землю.

Для доказательства нетождественности нейтрино ν и антинейтрино $\tilde{\nu}$ Дэвис в 1955 г. поставил эксперименты, в которых изучался характер взаимодействия этих частиц с веществом. Если нейтрино и антинейтрино — тождественные частицы, то реакция, обратная β^--распаду, т. е. реакция типа $\nu + n \to p + \beta^-$, может быть вызвана и антинейтрино, т. е. может наблюдаться процесс

$$\tilde{\nu} + n \longrightarrow p + \beta^-.$$

Если нейтрино и антинейтрино — разные частицы, реакция $\tilde{\nu} + n \to p + \beta^-$ запрещена и не будет наблюдаться. Так как невозможно сделать мишень из нейтронов, то в качестве мишени Дэвис использовал ядра $_{17}Cl^{37}$.

В природе существует $_{18}Ar^{37}$, испытывающий K-захват и превращающийся в $_{17}Cl^{37}$, т. е. процесс

$$_{18}Ar^{37} \xrightarrow[34\ дня]{K} {}_{17}Cl^{37} + \nu.$$

Процесс, обратный K-захвату, будет

$$\nu + {}_{17}Cl^{37} \longrightarrow {}_{18}Ar^{37} + \beta^-.$$

В случае тождественности ν и $\tilde{\nu}$ должна наблюдаться и реакция

$$\tilde{\nu} + {}_{17}Cl^{37} \longrightarrow {}_{18}Ar^{37} + \beta^-,$$

т. е., если облучать атомы $_{17}Cl^{37}$ потоком антинейтрино из ядерного реактора, можно будет получить радиоактивный

изотоп $_{18}Ar^{37}$. Эксперименты, проведенные Дэвисом на мощном реакторе и с большим объемом хлора, не обнаружили образования радиоактивного $_{18}Ar^{37}$ и тем самым подтвердили существование двух отличающихся друг от друга частиц ν и $\bar{\nu}$.

Важные заключения о свойствах нейтрино были сделаны в 1956—1957 гг. американскими физиками Ли и Янгом и независимо от них советским физиком Л. Д. Ландау на основе разработанной ими теории (так называемой теории двухкомпонентного нейтрино). Согласно этой теории масса нейтрино равна нулю; кроме того, нейтрино и антинейтрино всегда полностью поляризованы: у антинейтрино спин направлен по движению, а у нейтрино — против движения.

Нейтрино и антинейтрино, возникающие при β-распаде, принято называть электронными. Это связано с тем, что в последнее время открыты нейтрино и антинейтрино, образующиеся при распаде мезонов,— так называемые мюонные нейтрино. Подробнее свойства этих частиц будут рассмотрены в главе «Элементарные частицы».

Несохранение четности при β-распаде ядер. С β-распадом ядер связано также одно из наиболее интересных открытий — открытие несохранения четности в слабых взаимодействиях. Как отмечалось ранее в гл. I, понятие «четность» — квантовомеханическое и связано с симметрией относительно зеркального отображения, т. е. симметрией лево-право*. До 1956 г. инвариантность уравнений физики относительно зеркального отражения (закон сохранения четности) считалась одним из фундаментальных законов. В 1956 г. Ли и Янг, рассмотрев все имеющиеся к этому времени эксперименты по слабым взаимодействиям, предположили, что закон сохранения четности не выполняется в слабых взаимодействиях. Поэтому они предложили исследовать угловое распределение электронов, испускаемых при β-распаде поляризованных ядер.

Если закон сохранения четности справедлив, то вероятность β-распада должна быть одинаковой как в «предзеркальной», так и в «зеркальной» системе координат, а угловое распределение испускаемых электронов должно быть изотропным. В противном случае должна наблюдаться анизотропия электронов, их преимущественная направленность в ту или иную сторону вдоль оси, по которой ориентирован спин ядра. Ясно, что для осуществления подобного экспери-

---

* Отметим, что с появлением квантовой механики принципы симметрии широко используются в физике. Помимо зеркальной симметрии существует зарядовая (частица — античастица), а также ряд унитарных симметрий, с которыми познакомимся позже (см. гл. «Элементарные частицы»).

мента нужно, чтобы β-активные ядра были поляризованы, т. е. чтобы их спины были направлены преимущественно в одну сторону, иначе никакого выделенного в пространстве направления не будет, и эксперимент потеряет смысл. Идея экспериментов хорошо поясняется рис. 22. Слева вверху показан β-распад ядра, спин которого I ориентирован слева направо, а импульс вылетающего электрона p_e составляет угол θ с направлением спина. При отражении этой картины

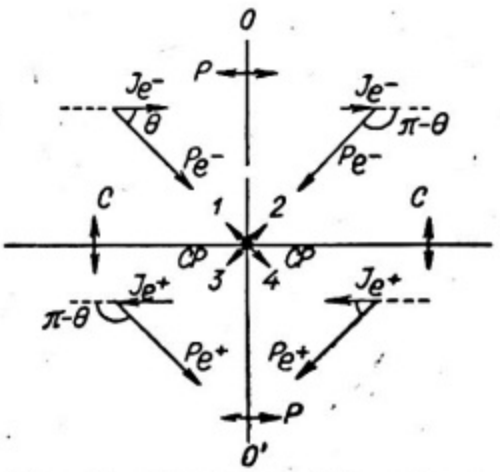


Рис. 22. Пояснение *CP*-четности.

в зеркале OO′ направление импульса p_e меняется на угол, равный $2\theta - \pi$ (импульс — полярный вектор), а направление спина (спин — аксиальный вектор) в зеркале остается прежним. В результате угол между направлениями спина и импульса в зеркале равен $\theta - (2\theta - \pi) = \pi - \theta$.

В 1956 г. в США Ву исследовала угловое распределение электронов β-распада поляризованных ядер Co^{60}. Поляризацию ядер кобальта удалось осуществить, используя метод адиабатического размагничивания парамагнитных веществ в условиях сверхнизкой температуры (приблизительно 0,01 °K). Эксперименты подтвердили несохранение четности при β-распаде: в направлении ориентации спина ядер электронов вылетало значительно меньше, чем в противоположную сторону. Впоследствии было выполнено большое количество экспериментов, показавших, что не только при β-распаде ядер, но и во всех слабых взаимодействиях четность не сохраняется.

Для того чтобы сохранить инвариантность вакуума, свободного от полей пространства, Л. Д. Ландау выдвинул гипотезу о том, что все взаимодействия симметричны, инвариантны относительно операции, названной им комбинированной инверсией. Комбинированная инверсия сводится к двум одновременным операциям: зеркальному отражению (инверсии) и замене всех частиц на античастицы (зарядовое сопря-

жение). На рис. 22 переходы слева направо (и наоборот) в верхней (β-активные ядра) и нижней (β^+-активные антиядра) частях рисунка соответствуют инверсии; переходы же сверху вниз и обратно — зарядовому сопряжению.

Легко понять, что согласно гипотезе Ландау системы 1—4 и 2—3 являются эквивалентными: вероятность испускания ядром электрона под углом θ (или $\pi - \theta$) равна вероятности испускания антиядром позитрона под углом $\pi - \theta$ (или θ). Таким образом, удалось сохранить инвариантность природы относительно преобразований комбинированной инверсии. Однако в 1964 г. было показано, что в некоторых слабых взаимодействиях (при распаде нейтральных K-мезонов) нарушается и комбинированная четность (см. гл. «Элементарные частицы»).

Теория β-распада была впервые разработана итальянским физиком Э. Ферми по аналогии с квантовой теорией испускания света заряженными частицами. Согласно теории Ферми электроны и нейтрино образуются в самом акте β-распада, подобно тому как γ-кванты рождаются при переходе из возбужденного состояния в основное. Например, при β^--распаде связанный нейтрон (n^*) переходит в связанный протон (p^*) с рождением электрона (e^-) и антинейтрино ($\tilde{\nu}$)

$$n^* \longrightarrow p^* + e^- + \tilde{\nu},$$

а при β^+-распаде наблюдается процесс

$$p^* \longrightarrow n^* + e^+ + \nu.$$

Квантовый аппарат современной теории β-распада, учитывающей свойства нейтрино, хорошо описывает экспериментальные данные по β-распаду (связь между вероятностью β-распада и энергией, выделяющейся при β-распаде, β-спектр и т. п.).

§ 6. Гамма-излучение. Ядерная изомерия

Гамма-излучение ядер. Излучение ядрами γ-квантов не является истинным радиоактивным процессом. Гамма-излучение лишь сопровождает рассмотренные выше виды распада и не приводит к изменению ядер. Однако законы, описывающие γ-излучения ядер, имеют тот же вид, и это позволило утвердить за данным явлением название γ-радиоактивности.

В подавляющем числе случаев дочерние ядра, возникшие при α- или β-распаде, оказываются не в основном, а в возбужденном состоянии. И если энергии возбуждения недостаточно для вылета из ядра нуклона или какого-либо другого ядерного превращения, то переход ядра в основное состояние сопровождается испусканием γ-кванта.

Исследование γ-квантов, таким образом, позволяет изучить энергетические уровни в ядре. Следует отметить, что ядро может оказаться в возбужденном состоянии не только при радиоактивном распаде, но и в ядерных реакциях, например в реакциях радиационного захвата нейтронов. Последующий переход ядра в нормальное состояние также будет сопровождаться вылетом γ-квантов, как и в случае радиоактивного распада.

Возбужденное состояние ядра может отличаться от основного перераспределением в ядре либо электрических зарядов, либо магнитных моментов, связанных с собственным (спиновым) и орбитальным движением нуклонов*. Гамма-излучение ядра, вызываемое перераспределением электрических зарядов, называется электрическим излучением E, а соответственно перераспределение магнитных моментов — магнитным излучением M.

Если возбуждение ядра снимается вылетом одиночного γ-кванта (рассмотрим этот наиболее простой случай), то такой квант характеризуется энергией, соответствующей энергии возбуждения, а также уносимым моментом количества движения L, так называемой мультипольностью. L может быть равно 1, 2, 3,... и т. д., что соответствует дипольному, квадрупольному и т. д. γ-кванту. Так, например, квадрупольное электрическое γ-излучение обозначается E2, а дипольное магнитное — M1. Кроме того, с мультипольностью γ-кванта связано изменение четности возбужденного и основного состояний. В табл. 8 приводится связь между видом γ-излучения и изменением четности возбужденного состояния (начальное состояние характеризуется моментом количества движения I_i, конечное — I_f).

Таблица 8

Тип мультиполя	Изменение полного момента количества движения	Изменение четности
EL ML	$\vec{I}_i + \vec{I}_f \geqslant \vec{L} \geqslant \lvert \vec{I}_i - \vec{I}_f \rvert$	$(-1)^L$ $(-1)^{L+1}$

Например, если ядро совершает переход между двумя состояниями, при этом $|I_i - I_f| = 1$ и четность меняется, то вылетающие при этом γ-кванты могут быть следующих типов:

* Спиновое и орбитальное движение электрического заряда приводит к образованию токовой системы, которая характеризуется магнитным моментом. Поэтому иногда говорят о двух типах изменений в ядре — о перераспределении электрического заряда и системы токов.

E1, M2, E3, M4 и т. д. Если же четность не меняется, то этому случаю будут соответствовать M1, E2, M3, E4 и т. д. В общем случае должны быть представлены все указанные типы мультиполей, однако существуют определенные ограничения, заключающиеся в следующем:

1. Интенсивность или вероятность излучения резко падает с ростом L. Так, интенсивность излучения EL по отношению к E1 будет меньше в $(R/\lambda\!\!\!^{-})^{2(L-1)}$ раз, где R — радиус ядра, а $\lambda\!\!\!^{-}$ — длина волны γ-излучения. В случае, когда энергия возбуждения ядра после предшествующего радиоактивного распада оказывается порядка одного мегаэлектронвольта, величина $R/\lambda\!\!\!^{-} \ll 1$.

2. При одной и той же мультипольности интенсивность магнитного излучения меньше электрического в $\left(\frac{e\hbar}{m_N c}\right)\Big/eR$, где числитель — магнитный момент, а знаменатель — электрический момент ядра. Эти ограничения приводят к тому, что в каждом случае из ядра будут вылетать γ-кванты определенного типа. В рассмотренном выше примере это — γ-квант типа E1 для случая с изменением четности и M1 E2 для случая с постоянной четностью.

Изомерия ядер. В ряде случаев моменты количества движения, возникающего в процессе радиоактивного распада возбужденного дочернего ядра и его основного состояния, отличаются на большую величину ($\Delta I \geqslant 4$). Мультипольность излучаемых γ-квантов оказывается большой. Это приводит к резкому уменьшению вероятности излучения. И вместо периода полураспада, равного приблизительно 10^{-17} *сек* для случая дипольного излучения, период полураспада для перехода E4 может измеряться минутами и даже часами. В этом случае говорят о метастабильном состоянии ядра. Ядра, имеющие метастабильные состояния ($\tau \geqslant 10^{-10}$ *сек*), называются изомерами. Если, в свою очередь, ядро-изомер является радиоактивным, например β^--радиоактивным, то на практике это приводит к регистрации в эксперименте у ядра-изомера нескольких периодов полураспада (обычно двух). Например, $_{35}Br^{80*}$ имеет два периода полураспада: 4,4 *ч* и 18 *мин*, а $_{51}Sb^{124}$ — три периода: 60 дней, 21 *мин*, 1,3 *мин*.

Явление изомерии впервые открыл Ган в 1921 г., а объяснил И. В. Курчатов, когда он впервые получил и исследовал первый искусственный изомер $_{35}Br^{80}$.

Рассмотрим процесс ядерной изомерии на примере искусственного радиоактивного изотопа брома $_{35}Br^{80}$. Этот изотоп получается при облучении стабильного изотопа $_{35}Br^{79}$ нейтронами. Образовавшееся радиоактивное ядро $_{35}Br^{80}$ находится в возбужденном состоянии. Снятие возбуждения происходит путем испускания γ-квантов. В случае существования метастабильного состояния у ядра $_{35}Br^{80}$ снятие возбуждения и по-

следующий β-распад ядра происходят двумя разными способами, приводящими к различным периодам полураспада ядра. В первом случае ядро $_{35}Br^{80}$ приходит в основное через метастабильное долгоживущее состояние ($\tau = 4{,}4$ *ч*) (см. рис. 23, I) и лишь затем испытывает β-распад ($\tau = 18$ *мин*). Таким образом, наблюдаемые в эксперименте β-частицы будут появляться практически с периодом 4,4 *ч*. Во втором случае (см. рис. 23, II) ядро не попадает на метастабильный

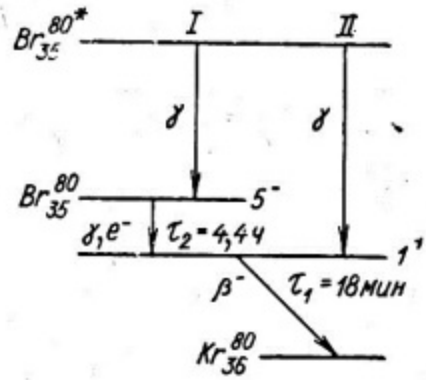


Рис. 23. Схема распада Br^{80*}.

уровень, испуская γ-кванты, оно быстро ($\tau \sim 10^{-14}$ *сек*) переходит в основное состояние и затем испускает β-частицы с периодом полураспада 18 *мин*. На рис. 23 представлена схема распада ядра $_{35}Br^{80}$.

Достаточно простое объяснение изомерия находит в оболочечной модели ядра. Требование определенного порядка заполнения подоболочек (см. табл. 4) приводит к тому, что в некоторых случаях при почти одинаковой полной энергии соседние подоболочки имеют сильно отличающиеся моменты количества движения, например для оболочек $3s_{1/2}$ и $1h_{9/2}$ $\Delta I = 4$. И хотя в основном состоянии подоболочка $3s_{1/2}$ полностью не заполнена, один из нуклонов возбужденного дочернего ядра оказывается на подоболочке $1h_{9/2}$. Переход ядра из состояния $1h_{9/2}$ в состояние $3s_{1/2}$ связан с большим изменением момента количества движения и запрещен, это и приводит к образованию метастабильного уровня. Очевидно, что изомеры должны появляться у ядер, в которых происходит заполнение нуклонами последних подоболочек основной оболочки III и IV. Действительно, наибольшее число изомеров наблюдается вблизи магических чисел от $Z = 39$ до $Z = 49$ и от $Z = 63$ до $Z = 81$ (так называемые «островки» изомерии).

Внутренняя конверсия. Наряду с γ-излучением существует еще один механизм снятия возбуждения ядра, получивший название явления внутренней конверсии. Смысл этого явления заключается в том, что энергия возбуждения ядра

передается электрону одной из внутренних орбит. Орбитальный электрон покидает атом, а освободившееся вакантное место занимается внешними электронами. Очевидно, что явление внутренней конверсии сопровождается не только вылетом электрона, но и характеристическим рентгеновским излучением, связанным с перестройкой орбитальных электронов.

В зависимости от величины энергии возбуждения может происходить вырывание электронов с K, L, M и других обо-

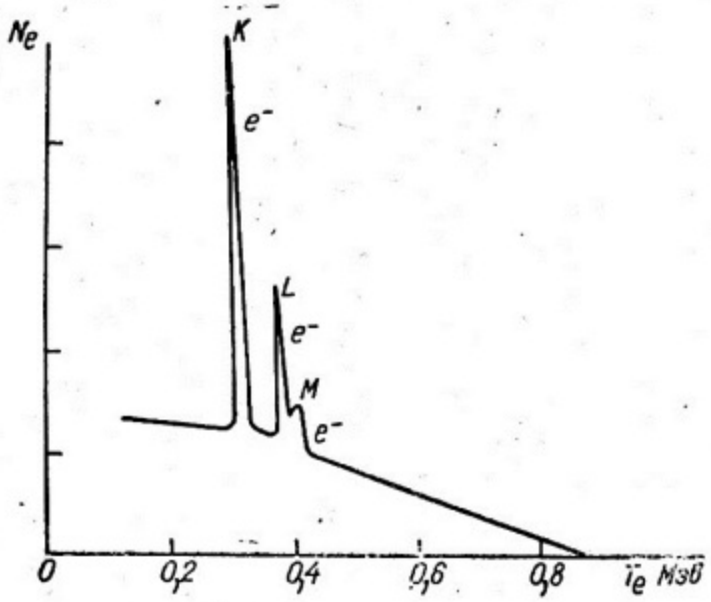


Рис. 24. Бета-спектр с конверсионными электронами.

лочек. Однако с удалением от ядра оболочки интенсивность электронов внутренней конверсии падает. Типичный β-спектр с конверсионными электронами представлен на рис. 24.

Явление внутренней конверсии характеризуется коэффициентом внутренней конверсии, который равен отношению числа испущенных конверсионных электронов к числу испущенных γ-квантов $\left(\alpha = \Sigma \alpha_i = \Sigma \frac{Ne_i}{N\gamma}\right.$, где i означает электроны соответственно с K, L, M и т. д. оболочек). Коэффициент внутренней конверсии растет с ростом заряда ядра и резко падает с ростом энергии возбуждения ядра. Например, для $_{82}Pb^{214}$ при $E_\gamma = 0{,}3$ *Мэв* $\alpha = 0{,}1$, а для $_{83}Bi^{214}$ при $E_\gamma = 2$ *Мэв* $\alpha = 0{,}001$. Вообще конверсия наблюдается в тех случаях, когда энергия возбуждения ядра близка к энергии связи электрона на K, L и других оболочках. Это обстоятельство позволяет использовать явление внутренней конверсии для изучения энергетических уровней в ядре.

ГЛАВА IV

ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ

Вряд ли найдется область техники или сельского хозяйства, науки или промышленности, в которой не применялись бы радиоактивные изотопы. Радиоактивные изотопы используются в качестве «меченых» атомов, применяются для получения новых свойств веществ, для стерилизации инструментов и продуктов, используются для получения электроэнергии в ядерных батареях и т. д. Рассмотрим некоторые случаи применения радиоактивных изотопов.

§ 1. Метод «меченых» атомов

В процессе проведения различных экспериментов с мечеными атомами появляется задача регистрации радиоактивных изотопов и изменения их числа со временем. Как правило, число радиоактивных меченых атомов в веществе мало. Соответственно оказывается малым и число распадов. Для регистрации малой радиоактивности был разработан специальный радиохимический метод, заключающийся в том, что из исследуемого вещества химическими способами выделяются элементы, к которым принадлежит и радиоактивный изотоп. В выделенных элементах относительное содержание меченых атомов больше, поэтому облегчается их регистрация.

Радиохимический анализ можно провести, например, следующим образом. Исследуемое вещество переводят в раствор, а затем вводят в раствор какой-либо реагент, вступающий в реакцию с радиоактивным изотопом и дающий нерастворимое соединение, так же как и с обычным стабильным изотопом. Таким образом, в осадке оказывается относительно больше радиоактивных атомов, чем в первоначальном веществе. Если же радиоактивный изотоп уже находится в растворе, то можно добавить к раствору некоторое количество стабильного изотопа того же элемента. Если количество добавляемого стабильного изотопа окажется больше, чем растворяется, то элемент начнет выпадать в осадок. В осадке окажутся частично и радиоактивные атомы.

Существует и другой способ регистрации радиоизотопов — так называемый γ-спектрометрический метод. Этот ме-

тод основан на том, что каждому радиоактивному изотопу соответствует определенный период полураспада и энергетический спектр излучаемых частиц. При регистрации изотопов данным способом изучаемое вещество помещается над сцинтилляционным счетчиком. Регистрируя изменение интенсивности счета со временем и энергетический спектр, определяем количество, заряд и массу радиоактивного изотопа. Гамма-спектрометрический способ позволяет быстро и сравнительно просто регистрировать меченые атомы. Однако если в исследуемом веществе имеется два и больше радиоактивных изотопов, то проводить анализ становится чрезвычайно трудно. В этом случае радиохимический способ, позволяющий высадить из раствора последовательно все виды радиоактивных изотопов, представленных в исследуемом веществе, становится незаменимым. Ниже при рассмотрении различных примеров использования меченых атомов сравниваем возможности этих двух методов.

Во многих практических случаях исследователей интересует распределение радиоактивных атомов по объему или поверхности исследуемого образца, например распределение концентрации радиоактивного углерода в срезе дерева, радиоактивного иода в ткани и т. д. В этом случае используется авторадиографический метод, заключающийся в том, что срез исследуемого вещества приводят в соприкосновение с фотографической пластинкой. После некоторой экспозиции фотопластинку проявляют. В местах, ближе всего расположенных к наибольшим скоплениям радиоактивного изотопа, наблюдается большее потемнение, так как радиоактивное излучение действует на фотопластинку как обычный свет. Этот способ напоминает «контактное» печатанье и используется довольно часто в медицине, биологии, металловедении и т. д. Метод меченых атомов нашел широкое применение в различных областях науки и народного хозяйства.

Хорошо известно, что в Солнечной системе имеются целые области пространства, занятые астероидами — остатками разрушившихся планет. Иногда Земля проходит через эти области и ночное небо озаряется звездным дождем. Большинство осколков сгорает в атмосфере, но некоторые достигают поверхности земли. В среднем ежедневно на поверхность земли падает около тонны метеоритного вещества. Это единственный источник внеземного материала, доставляющего на Землю сведения о других частях Солнечной системы, кроме Луны. Вращаясь значительное время вокруг Солнца, астероиды подвергаются облучению космическими лучами. В результате облучения протонной и нейтронной компонентой космических лучей основной элемент метеоритов $_{20}Ca^{40}$ превращается в радиоактивный $_{18}Ar^{37}$ и $_{18}Ar^{39}$

$$_{20}Ca^{40} + p \longrightarrow {}_{18}Ar^{37} + 3p + n$$

или

$$_{20}Ca^{40} + n \longrightarrow {}_{18}Ar^{39} + 2p.$$

Вторая реакция — результат вторичных процессов, происходящих в самом метеорите, так как в первичных космических лучах нейтроны отсутствуют. Возникающий изотоп $_{18}Ar^{37}$ имеет период полураспада 35 дней, а $_{18}Ar^{39}$ — соответственно 325 лет. Это означает, что обнаруженный в метеоритном веществе уже в лаборатории $_{18}Ar^{37}$ практически возник перед самым попаданием метеорита на Землю, в то время как $_{18}Ar^{39}$ — на всей орбите метеорита. Измерение отношения концентраций $_{18}Ar^{37}$ и $_{18}Ar^{39}$ в метеорите позволяет изучить изменение плотности потоков космических лучей в различных частях Солнечной системы. Для этого берется контрольный образец, по химическому составу подобный метеориту, и подвергается облучению на протонном ускорителе. Затем в контрольном образце определяется отношение образованных радиоактивных изотопов $_{18}Ar^{37}$ и $_{18}Ar^{39}$. Результаты этого эксперимента показали следующее: одинаковое в пределах ошибок отношение изотопов $_{18}Ar^{37}$ и $_{18}Ar^{39}$ в естественном и контрольном образце получается в том случае, когда интенсивность облучения на ускорителе «синтетического метеорита» не меняется во времени. Значит, интенсивность космических лучей в пределах Солнечной системы также практически постоянна. Этот вывод имеет не только теоретическое значение, ценное для физики космических лучей, но приобретает весьма важное практическое значение в связи с возможными межпланетными полетами человека.

Пожалуй, нигде радиоактивные изотопы не сыграли такой существенной роли, как в биологии и органической химии. Трудно переоценить ту роль, какую играет в этих исследованиях радиоактивный углерод $_{6}C^{14}$. В естественных условиях радиоактивный углерод $_{6}C^{14}$ возникает при облучении атмосферного азота $_{7}N^{14}$ нейтронами, присутствующими во вторичном космическом излучении: $_{7}N^{14} + n \rightarrow {}_{6}C^{14} + p$. Затем $_{6}C^{14}$ аналогично стабильному изотопу $_{6}C^{12}$ вступает в различные химические реакции, поглощается организмами и т. д., т. е. участвует в обычном биологическом обмене. Радиоактивный углерод составляет очень небольшую часть от стабильного изотопа углерода $_{6}C^{12}$. Достаточно сказать, что удельная активность изотопа $_{6}C^{14}$, участвующего в углеродном кругообороте Земли, составляет около 15 *расп/(мин·г)* углерода. Это очень небольшое количество радиоактивного элемента. Со смертью организма и прекращением биологического обмена прекращается и поступление в организм новых порций радиоактивного углерода. Активность органических останков постепенно падает, по ме-

ре того как $_6C^{14}$ распадается (период полураспада его составляет 5568 лет), превращаясь вновь в азот

$$_6C^{14} \xrightarrow[T_{1/2}=5568\ лет]{\beta-} {}_7N^{14}.$$

Это обстоятельство было использовано археологами для определения возраста древних органических останков: мумий, скелетов давно вымерших животных, старых деревянных из-

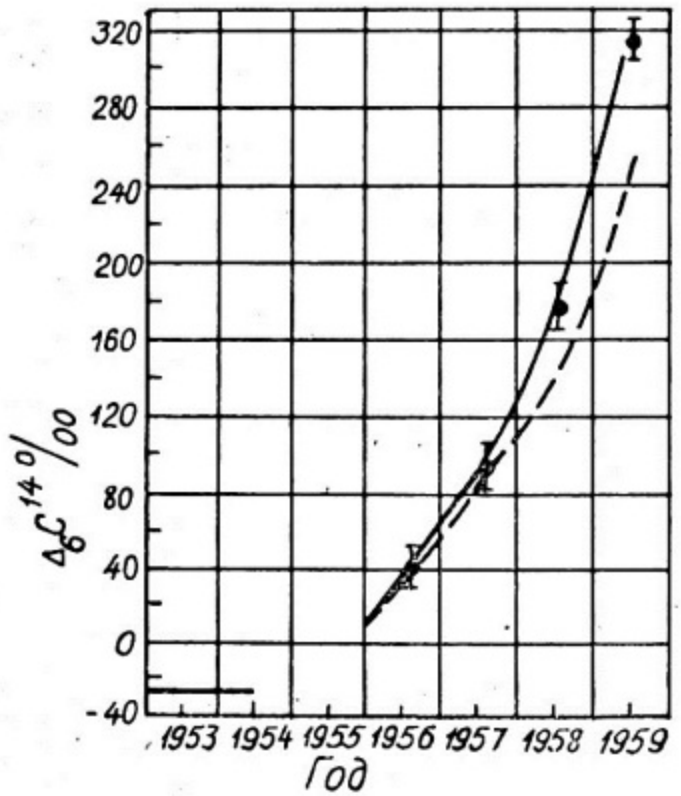


Рис. 25. Возрастание изотопа $_6C^{14}$ с годами.

делий и т. д. Например, в мумии, пролежавшей 5568 лет, содержание $_6C^{14}$ должно составлять половину от первоначального, т. е. 1 *г* должен обладать активностью в (7÷8) *расп/мин.*

В последнее время в связи с увеличением числа ядерных испытаний количество $_6C^{14}$ возрастало в среднем на 10% в год (рис. 25). В некоторых местах рост активности оказывается много больше среднего. Например, при исследовании содержания $_6C^{14}$ в некоторых растениях в Дании обнаружили резкий рост активности, почти в три раза превышающий средний. До приостановления испытаний ядерного оружия в 1958 г. в стратосферу было выпущено $2{,}5 \cdot 10^{28}$ атомов $_6C^{14}$, что соответствует активности в $3 \cdot 10^6$ *кюри.* Для проведения различных исследований в лабораторных условиях используется искусственно получаемый $_6C^{14}$.

Использование меченых атомов $_6C^{14}$ дало возможность в существенной мере продвинуться вперед при выяснении природы фотосинтеза. При проведении исследований по фотосинтезу живые растения освещаются в присутствии углекислого газа, меченного $_6C^{14}$, а затем исследуют, в каких соединениях оказывается радиоактивный изотоп. Было установлено, что растения усваивают CO_2 и в темноте. Свет нужен лишь для вырабатывания соединений, способствующих поглощению CO_2. Кроме того, было выяснено, что растения поглощают CO_2 и из почвы.

Известно, что органические соединения — одни из самых сложных. Процессы их образования изучены слабо. И тут на помощь химикам выступает меченый $_6C^{14}$. С помощью $_6C^{14}$ можно изучить распределение углерода в стали в зависимости от технологической обработки. Небольшая добавка радиоактивного углерода к нефти позволяет следить за протеканием различных процессов при крекинге нефти и т. д.

В последнее время к химической чистоте веществ, используемых в полупроводниковой технике, медицине и других областях, предъявляются очень высокие требования. Получение химически чистых веществ связано, в свою очередь, с точными методами контроля за химическим составом. И здесь на помощь технике пришла ядерная физика, вооружив ее новым чрезвычайно эффективным методом контроля, называемым радиоактивационным анализом. Этот метод заключается в том, что исследуемое вещество облучается нейтронами или другим видом ядерного излучения. Ядра вещества захватывают нейтроны, образуя, как правило, радиоактивные изотопы. Одновременно с основным веществом образуют радиоактивные изотопы и атомы примесей. Каждый вновь возникший радиоактивный изотоп обладает определенным периодом полураспада и характером излучения. Поэтому, регистрируя спектрометрическим способом излучение изотопов примесей, судят о количественном содержании их в образце. Этот метод позволяет обнаружить следы примесей до 10^{-10}—10^{-11} *г*. Метод активационного анализа позволяет обнаружить одновременное присутствие нескольких примесей. Состав и количество примесей можно определять и радиохимическим способом. В качестве примера в табл. 8 приводится процентное содержание примесей в одном из образцов поликристаллического кремния, определенное с помощью активационного анализа. 1 *г* образца облучался в течение нескольких десятков часов в потоке нейтронов интенсивностью 10^{12} *нейтр/см²сек*. Как видно из табл. 9, спектрометрический способ выделения радиоактивных изотопов в отличие от радиохимического менее точен, но из-за быстроты проведения он часто оказывается более предпочтительным.

Заметим, что, несмотря на очень малое процентное содер-

Таблица 9

Примеси	Определение	
	радиохимическое	спектрометрическое
Марганец	10^{-6}	
Никель	$1{,}3 \cdot 10^{-5}$	
Медь	$1{,}8 \cdot 10^{-5}$	$2{,}3 \cdot 10^{-7}$
Цинк	$3{,}1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$
Галлий	$4{,}5 \cdot 10^{-7}$	$2{,}3 \cdot 10^{-7}$
Редкоземельные элементы	$9 \cdot 10^{-7}$	
Мышьяк	$12 \cdot 10^{-5}$	$1{,}2 \cdot 10^{-7}$
Сурьма	$8 \cdot 10^{-5}$	Не обнаружены

жание примесей, роль их в изменении свойств полупроводникового кристалла чрезвычайно велика. Например, уменьшение примеси сурьмы лишь на 0,02% уменьшает сопротивление кристалла более чем в пять раз.

Широкое применение радиоактивные источники излучений нашли в работах, связанных с контролированием толщины различного рода предметов, начиная от толщины снега в горах до контролирования толщины тонких металлических покрытий при производстве полупроводниковых элементов.

Во всех случаях контролируемый предмет помещается между источником радиоизлучения (обычно это β- или γ-источник) и регистратором излучений. По ослаблению интенсивности излучения в исследуемом предмете определяют его толщину. В настоящее время с помощью радиоактивного источника удается измерить толщину золотого покрытия, наносимого на медь с точностью до 5%, если даже толщина золотой пленки не превышает $1 \div 5$ *мк*.

Получивший широкое распространение метод обнаружения дефектов в различных в первую очередь металлических изделиях аналогичен методу контроля за толщиной. Для дефектоскопии металлических отливок и различных сварных соединений используется радиоактивный $_{27}Co^{60}$, испускающий проникающее γ-излучение. В настоящее время ни один ответственный шов на корпусе судна, ни один вал турбины не остается не проверенным на дефектоскопе. Примеры дефектоскопии можно было бы продолжить. Напомним лишь, что обычное флюорографическое обследование грудной клетки человека — пример использования радиоактивного излучения в дефектоскопии.

Во многих химических процессах при обработке металлов и в ряде других случаев чрезвычайно важно знать струк-

туру поверхности различных предметов. Обычный способ исследования — это исследование поверхности под микроскопом. Однако существуют микротрещины, сильно влияющие на свойства поверхности исследуемого объекта и невидимые в самые совершенные микроскопы. И здесь на помощь технологам приходят радиоактивные изотопы.

При адгезии (прилипании) радиоактивных элементов к поверхности их будет скапливаться больше там, где глубже и чаще микротрещины. Авторадиографическое обследование поверхности дает картину микротрещин. Для обнаружения микротрещин и контроля за их появлением в процессе нагрева поверхности используется также эманационный способ, принцип которого можно понять из следующего примера. При распаде ядер радия возникает газообразное вещество радон, часто называемый эманацией радия, $_{88}Ra^{226} \xrightarrow{\alpha} {}_{86}Rn^{222}$, который в свою очередь является излучателем α-частиц. При изготовлении металлического изделия к металлу добавляют небольшое количество радия. Если, например, при изменении температуры предмета на его поверхности появляются микротрещины, то газ радон, возникающий при распаде радия, находящегося в более глубоких слоях металла, получит возможность выйти наружу. Регистрируя интенсивность α-излучения радона, имеем возможность судить о числе и размерах микротрещин. Эманационный способ оказывается чрезвычайно эффективным при исследовании свойств различных металлических конструкций, работающих в тяжелых температурных условиях.

Очевидно, что если природный элемент является радиоактивным, то поиск его легко вести с помощью приборов, способных регистрировать радиоактивное излучение. Так, в частности, может осуществляться геологический поиск урана, являющегося радиоактивным элементом.

Однако в некоторых случаях радиоактивные элементы помогают вести поиск стабильных элементов и веществ, например нефти. Поиск нефти с помощью нейтронного источника был предложен в 40-х годах акад. Б. М. Понтекорво и к настоящему времени получил широкое распространение. Этот метод называется радиоактивным каротажем нефтяных скважин. Принцип нейтронного каротажа достаточно прост. Если опустить в буровую скважину нейтронный источник, то нейтроны из источника будут проникать в окружающую породу и либо поглощаться, либо рассеиваться в ней. Чем больше водородсодержащих веществ находится в породе, тем большее число нейтронов будет рассеяно назад и зарегистрировано специальным детектором.

В качестве источника нейтронов можно использовать смесь в виде порошка из радия и бериллия. Возникающие в

результате радиоактивного распада радия α-частицы вступают во взаимодействие с ядрами бериллия. Ядерная реакция между α-частицами и ядрами бериллия приводит к образованию нейтронов

$$_4Be^9 + \alpha \longrightarrow {}_6C^{12} + n,$$

которые и используются при каротаже скважин.

В последнее время в качестве нейтронных источников используют малогабаритные ускорители. Ускоренные с помощью этих установок тяжелые изотопы водорода — дейтоны и тритоны — бомбардируют мишень из подобных же тяжелых изотопов водорода. В результате ядерного взаимодействия возникают нейтроны

$$_1H^2 + {}_1H^2 \longrightarrow n + {}_2He^3$$

или

$$_1H^2 + {}_1H^3 \longrightarrow n + {}_2He^4,$$

или

$$_1H^3 + {}_1H^3 \longrightarrow 2n + {}_2He^4.$$

Каротаж нефтяных скважин можно проводить и другим видом радиоактивного излучения. Например, можно облучать породу γ-квантами радиоактивного $_{27}Co^{60}$ и регистрировать наведенную γ-квантами искусственную радиоактивность (способ аналогичен обычному активационному анализу). И опять каждый элемент, входящий в состав породы, начнет излучать определенный тип частиц (α, β, γ) со строго определенным периодом полураспада. На рис. 26 представлен схематический чертеж установки, используемой при каротаже нефтяных скважин.

В заключение рассмотрим несколько примеров применения радиоактивных изотопов в медицине.

1. При переливании крови, необходимость в которой возникает при несчастных случаях и ранениях, нужно знать, какое количество крови было потеряно пострадавшим. С этой целью в кровь вводят небольшое, но строго определенное количество радиоактивного изотопа $_{53}I^{131}$. И пока делается обычный анализ по определению группы крови, радиоактивный $_{53}I^{131}$ успевает перемешаться в крови больного. Через 10—15 *мин* определяют количество радиоактивного препарата в единице объема крови. Это быстрый и совершенно безвредный метод позволяет точно установить количество оставшейся у человека крови.

Для этой же цели можно использовать радиоактивный натрий, входящий в состав поваренной соли. Он используется также для определения скорости циркуляции крови и обнаружения мест сужения кровеносных сосудов.

2. Особенно широкое применение радиоактивные изотопы нашли при диагностике и лечении злокачественных заболеваний. Известно, например, что радиоактивный иод поглощается пораженными раковой болезнью клетками мозга (рис. 27).

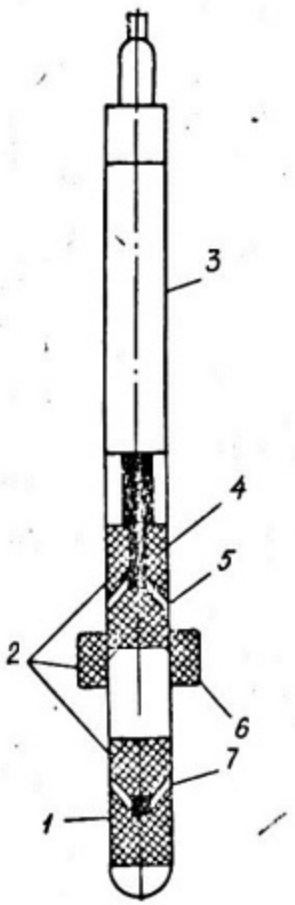


Рис. 26. Схематический чертеж установки, используемой при каротаже нефтяных скважин:

1 — γ-источник; *2* — свинцовая защита; *3* — усилитель импульсов; *4* — сцинтиллятор; *5* — коллимирующий канал детектора; *6* — защитный экран; *7* — коллимирующий канал источника.

Регистрация γ-излучения $_{53}I^{131}$ позволяет обнаружить места скопления радиоактивного иода и более точно проводить операцию по удалению раковой опухоли.

Для обнаружения раковой опухоли используется и радиоактивный изотоп меди $_{29}Cu^{64}$, испускающий позитроны и также концентрирующийся в пораженной заболеванием ткани. При взаимодействии с обычными электронами позитроны аннигилируют, образуя 2γ-кванта, разлетающихся в противоположные стороны. Регистрация с помощью двух счетчи-

ков, включенных на совпадение γ-квантов, позволяет более точно определить положение раковой опухоли.

В настоящее время при лечении рака кроме обычного хирургического пути все чаще проводятся мероприятия, целью которых является разрушение раковой ткани либо химическим путем (различного рода химическими препаратами), либо физическим — использование радиоактивного излуче-

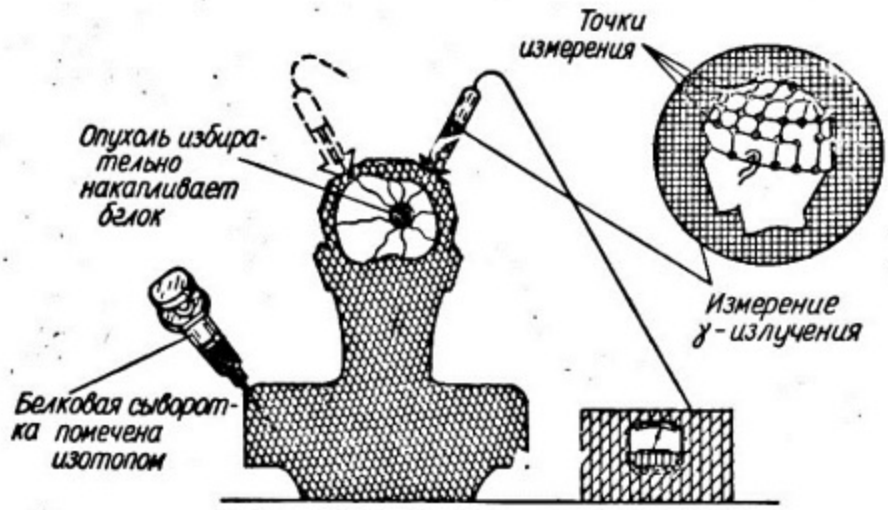


Рис. 27. Определение местоположения мозговых опухолей путем впрыскивания сыворотки белка, меченного изотопом I^{131}.

ния. Сложность применения радиоактивного излучения заключается в том, что невольно страдают и здоровые ткани, расположенные вблизи больных. Для уменьшения поражения здоровых тканей может быть использовано облучение нейтронами с одновременным принятием внутрь организма бора. Последний будет концентрироваться в раковых тканях. Обладая большим сечением захвата нейтронов ($\sigma_{_5B^{10}} = 4000$ *барн*), превышающим сечение захвата нейтронов обычными элементами, входящими в состав живой ткани почти в 1000 раз, бор в первую очередь поглощает нейтроны. При захвате нейтронов ядрами бора будет происходить уже известная нам реакция

$$_5B^{10} + n \longrightarrow {}_3Li^7 + {}_2He^4,$$

в результате которой образуются две заряженные частицы: ядро атома гелия и лития. Несмотря на сравнительно большую кинетическую энергию ядер He и Li, пробег их будет мал и они поглотятся вблизи места своего образования, т. е. в пораженных раком тканях. Остановка ядер He и Li происходит за счет ионизационных потерь, определяемых зарядом этих ядер. Выделяющаяся в клетке энергия оказывается настолько большой, что приводит к ее полному разрушению.

Однако метод облучения больных тканей нейтронами или другим видом радиоактивного излучения применим далеко не во всех случаях, так как облучение некоторых здоровых тканей даже небольшой дозой нейтронов оказывает на них гибельное воздействие (например, помутнение глазного хрусталика).

§ 2. Влияние радиоактивного излучения на свойства веществ

При прохождении частиц через вещество происходит ионизация и возбуждение атомов и молекул среды, т. е. появление ионов, электронов, свободных атомов и радикалов. В сложных молекулярных соединениях это приводит к перестройке химических связей, к разложению одних и синтезу других веществ, к модификации свойств материалов. В металлах ионизация не приводит к столь заметным изменениям свойств, так как и раньше в них имелись свободные электроны. Гораздо большее изменение в их свойствах возникает тогда, когда происходит вырывание атомов из кристаллической решетки (возникает так называемая «вакансия»), перемещение их в другое место («внедрение») или замещение в решетке атомов одного элемента другим.

Рассмотрим прежде всего влияние радиоактивного излучения на органические соединения, например на полиэтилен. Молекула полиэтилена состоит из 1400 ячеек CH_2. При облучении некоторые связи могут разорваться и из одной молекулы получаем несколько более коротких (рис. 28). На месте разрыва могут образоваться более сложные, разветвленные соединения. Разрыв (деструкция) и соединение (сшивание) приводят к изменению свойств полиэтилена, а соотношение между процессами деструкции и сшивания зависит от дозы облучения. Соответственным образом выбранная доза облучения приведет к созданию у органического вещества новых свойств. В табл. 10 приводятся свойства обычного полиэтилена и облученного в потоке нейтронов. Как видно из таблицы, облученный полиэтилен обладает целым рядом преимуществ перед обычным. При еще больших дозах полиэтилен становится очень хрупким.

Ряд зарубежных фирм начинает использовать радиоактивное излучение для вулканизации автомобильных покрышек (состоящих из органического вещества близкого полиэтилену). Такие покрышки обладают повышенными механическими свойствами, но себестоимость их пока еще велика.

Использование радиоактивного излучения для стерилизации медицинского оборудования и консервирования продуктов основано на том, что микроорганизмы погибают при

большой дозе облучения. Однако эта доза не оказывает отрицательного действия на продукты.

Можно вести борьбу с вредителями сельского хозяйства, включая в состав химикатов радиоактивные изотопы. Небольшая их добавка приводит к стерилизации насекомых и не создает опасности для человека. Например, на острове

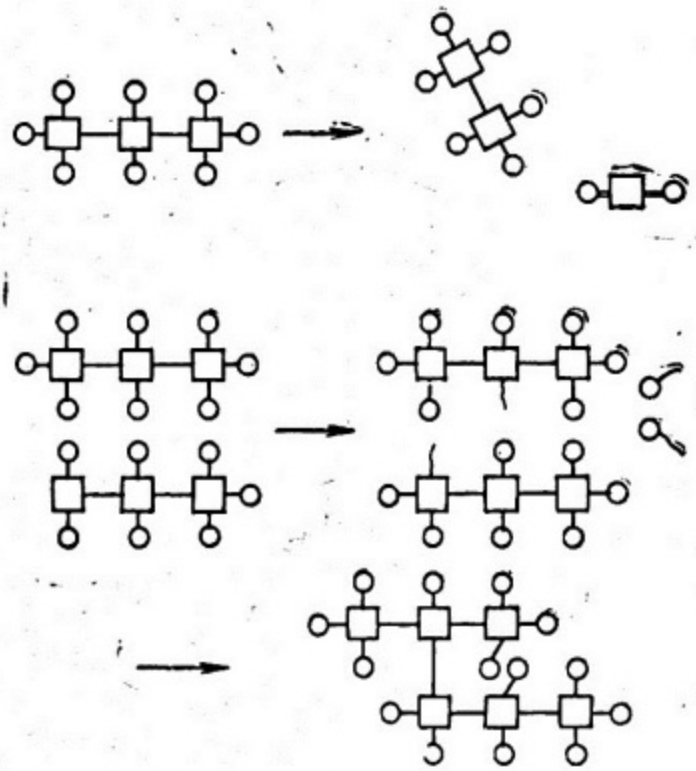


Рис. 28. Разрыв связей молекул полиэтилена при облучении.

Кюрасао в Карибском море были полностью уничтожены подобным образом мухи, приносящие огромный ущерб скотоводству.

Действие радиоактивного излучения на кристаллическую структуру металлов, хотя и придает в некоторых случаях полезные свойства, в целом же носит отрицательный характер, так как ухудшает механические свойства.

Особенно отрицательное действие оказывает радиоактивное излучение на полупроводниковые элементы. Как известно, полупроводниковые приборы работают за счет существования некоторых аномалий в кристаллической решетке, в частности присутствия в очень малых количествах различных примесей. Радиоактивное излучение приводит к дополнительным и теперь уже вредным изменениям кристаллической решетки.

Несколько слов о действии излучения на электровакуумное оборудование: в электронных лампах при больших дозах

Таблица 1

Свойства	Предел прочности на разрыв, *кг/см*	Относительное удлинение образца при испытании на разрыв	Удельный вес, *г/см*^{3}	Время пребывания под нагрузкой $T=250^\circ$ С, *сек*	Температура плавления, °С	Твердость по Кнуту	Горючесть
Полиэтилен	256	100	1	30	117	1,3	Медленно горит
Облученный полиэтилен, $10^{18} n/(сек \cdot см^2)$	600	50	1,5	600	240	6,0	Не горит

излучения стекло становится более хрупким; в конденсаторах уменьшается емкость, падает сопротивление графитовых сопротивлений, металлических же меняется мало.

§ 3. Использование радиоактивных изотопов для получения электроэнергии

Есть несколько путей получения электрической энергии с помощью радиоактивных изотопов. И хотя по отношению ко всем этим возможностям экономически более выгодны хими-

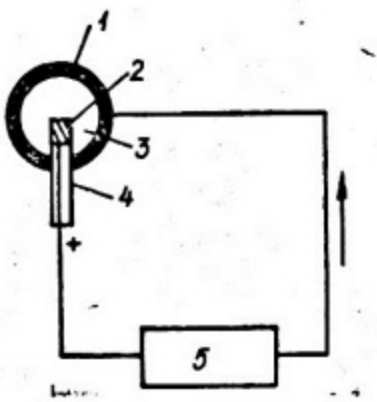


Рис. 29. Батарея электронного тока: *1* — коллектор; *2* — источник излучения; *3* — вакуум или изолятор; *4* — изолятор; *5* — нагрузка.

ческие батареи, в некоторых случаях атомные батареи оказываются незаменимыми (например, при полетах в космосе, при установке передающих устройств в труднодоступных ме-

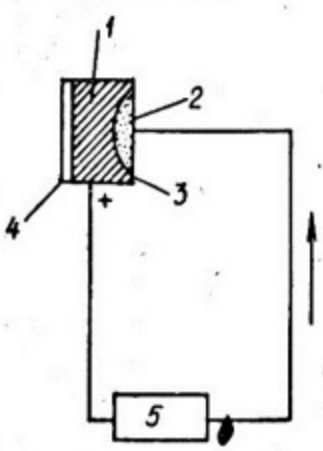


Рис. 30. Полупроводниковая батарея: *1* — полупроводник типа *P*; *2* — полупроводник типа *N*; *3* — соединение *P* — *N*; *4* — источник излучения; *5* — нагрузка.

стах и т. д.). Атомные батареи, выгодно отличающиеся от других источников света, не разрушаются при коротком замыкании, работают при любых в том числе и при низких температурах, компактны, действуют более 10 лет (время работы определяется устойчивостью конструктивных материалов по отношению к радиоактивному излучению).

Рассмотрим некоторые конструкции атомных батарей.

Батарея электронного тока (рис. 29). Радиоактивный источник типа $_{38}Sr^{90}$ помещается в центре полого ша-

ра. Бета-частицы, вылетающие из источника, собираются на внутренней поверхности шара. Такая батарея при активности источника порядка 1 *кюри* может создать напряжение до нескольких тысяч вольт, но при очень малом токе приблизительно 10^{-9} *а*.

Батарея *N* — *P*-перехода. Принцип действия и конструкцию такой батареи легко понять из рис. 30. Кремний

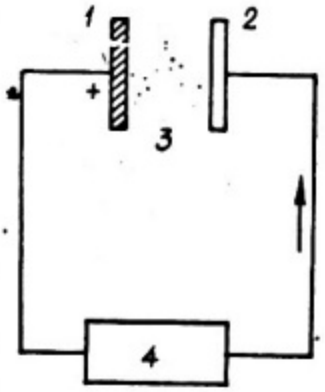


Рис. 31. Батарея с постоянной разностью потенциалов:
1 — электрод А; *2* — электрод Б; *3* — радиоактивный газ; *4* — нагрузка.

со следами бора представляет собой положительный электрод, со следами сурьмы — отрицательный. Излучение радиоактивного изотопа выбивает электроны из полупроводника

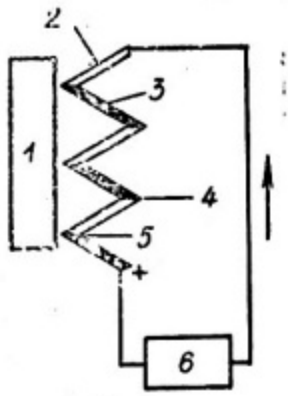


Рис. 32. Термоэлектрическая батарея:
1 — источник излучения; *2* — металл А; *3* — металл Б; *4* — холодный спай; *5* — горячий спай; *6* — нагрузка.

типа *P*, которые перемещаются к полупроводнику типа *N* и заполняют «дырки». Перемещение электронов и создает ток.

Батарея с постоянной разностью потенциалов. Известно, что каждый химический элемент обладает определенной работой выхода для электронов. Если взять два элемента с сильно различающейся работой выхода и между ними поместить среду, способную проводить электричество, то во внешней цепи появится ток. Он будет определяться площадью электродов, а напряжение — разностью работ выхода двух элементов. На рис. 31 представлена принципиальная схема батареи с постоянной разностью потенциалов. Газ, находящийся между электродами, подвергается облучению от радиоактивного источника, в результате чего

становится проводящим. Ток в батарее этого типа больше, чем в описанных выше.

Термоэлектрическая батарея (рис. 32). Принцип действия термоэлектрической батареи заключается в следующем. Два металла образуют термопару. Один конец термопары помещается внутри радиоактивного источника, излучающего α-частицы (например, $_{94}Pu^{238}$). Альфа-частицы, останавливающиеся в месте спая, создают тепловой пик (ме-

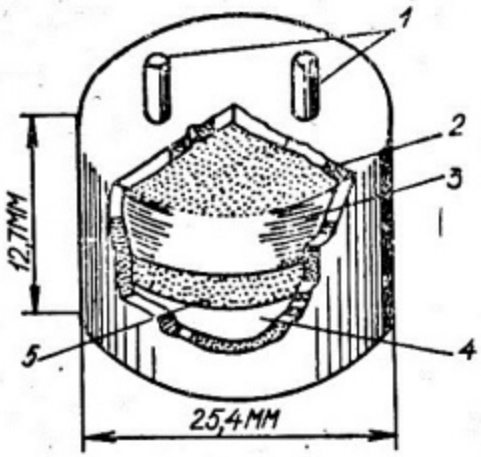


Рис. 33. Атомная батарея со сцинтиллятором и фотоэлементом:
1 — выводы; *2* — свинцовая защита; *3* — фотоэлемент; *4* — защитный материал; *5* — фосфо́р, покрытый радиоактивным изотопом и заделанный в пластик.

стное повышение температуры). Другой конец термопары охлаждается. Между контактами возникает э.д.с. Термоэлектрические батареи были использованы на искусственных спутниках земли. Каждая батарея обладала мощностью в 5 *вт* при напряжении в 4 *в*. При температуре в горячей точке 204,5° и холодной — 37,8° С коэффициент полезного действия такой батареи был равен 4 ÷ 5%.

Батарея с фосфо́ром и фотоэлементом. При облучении фосфо́ра радиоактивным излучением он начинает светиться. Соответствующим подбором фосфо́ра и активатора (замедляющее вспышку вещество) можно добиться свечения в видимой части спектра. Свет попадает на фотоэлемент, вырабатывающий фото э.д.с. На рис. 33 представлена в разрезе атомная батарея подобного типа. Этот тип батарей обычно используется в электрических часах и для защиты окружающего персонала от γ-излучения радиоактивного изотопа, перемешанного с фосфо́ром, помещается в свинцовый цилиндр. Средние размеры фотоэлементной батареи состав-

ляют в высоту приблизительно 15 *мм*, в диаметре приблизительно 30 *мм*.

В табл. 11 представлены радиоизотопы, обычно используемые в атомных батареях.

Таблица 11

Элементы / Свойства	$_{38}Sr^{90}$	$_{6}C^{14}$	$_{88}Ra^{226}$	$_{94}Pu^{238}$	$_{96}Cm^{242}$
$T_{1/2}$ = период полураспада	28 лет	5600 лет	1600 лет	90 лет	162 дня
Тип излучений	β, γ	β, γ	α, γ	α	α

Из табл. 11 видно, что наиболее предпочтительным, в частности в термоэлементах, является использование Pu^{238}. Он обладает большой активностью и не требует защиты от γ-излучения. Атомная термобатарея на $_{94}Pu^{238}$ может быть поэтому использована в качестве стимулятора деятельности сердечной мышцы и помещена внутри грудной клетки.

Атомные батареи окажутся особенно ценными при длительных космических полетах. Следует заметить, однако, что батарея на $_{38}Sr^{90}$ мощностью в 60 *вт* на расстоянии 1 *м* создает дозу излучения в 4000 *р/ч* и за 20 лет интегральная доза достигнет $3{,}5 \cdot 10^7$ *р*. Можно понизить дозу в 10^4 раз, расположив батарею на расстоянии 30 *м*. Такого же уменьшения дозы достигаем, применяя защиту в 2,5 *см* свинца и находясь от источника на расстоянии 3 *м*. Поэтому при космических полетах придется либо увеличивать вес кораблей, либо каким-то образом выносить атомные батареи на большое расстояние.

Всевозможные радиоизотопные энергетические установки уже начинают широко использоваться в космических аппаратах. Такие установки уже использовались на спутниках серии «Космос», «Луноход-1».

Вторая экспедиция («Аполлон-12») на Луну оставила научную аппаратуру, получающую энергию от ядерного генератора на Pu^{238}. 442 термоэлектрических элемента преобразовывали тепловую энергию в электрическую, которая и поступала к приборам.

ГЛАВА V

МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Все методы наблюдения ядерных излучений основаны на взаимодействии заряженных частиц с атомами или молекулами вещества, приводящим к ионизации или возбуждению последних. Поэтому независимо от выбора метода регистрируются лишь заряженные частицы, возникающие при радиоактивном распаде или в ядерных реакциях*. Нейтроны, нейтрино и γ-кванты непосредственно наблюдать нельзя, так как они не вызывают ионизацию. Для их регистрации используются косвенные методы, основанные на том, что при взаимодействии с веществом могут возникнуть вторичные заряженные частицы. Так, при взаимодействии нейтронов могут возникать протоны, α-частицы, осколки деления, а при взаимодействии γ-квантов — электроны и позитроны.

Существующие методы регистрации ядерных частиц можно разделить на три группы: счетчики частиц (Гейгера — Мюллера, пропорциональные, черенковские, сцинтилляционные, ионизационные камеры); трековые приборы (камера Вильсона, пузырьковые, искровые, эмульсионные камеры); радиохимические методы.

Рассмотрим процессы прохождения заряженных частиц и γ-квантов через вещество, которые лежат в основе методов регистрации частиц.

§ 1. Прохождение заряженных частиц через вещество

Взаимодействие заряженной частицы с веществом определяется в первую очередь электромагнитным взаимодействием с атомными электронами. Кинетическая энергия заряженной частицы тратится в основном на возбуждение и ионизацию атомов. Этот процесс получил название ионизационного торможения. Кроме того, изменение скорости частицы в электрическом поле сопровождается электромагнитным излучением. Уменьшение энергии за счет электромагнитного излу-

* Ядерные реакции будут рассмотрены в ч. II, гл. VII.

чения называется радиационным торможением. И, наконец, если скорость частицы в веществе оказывается выше скорости света в этом веществе, то возникает черенковское излучение*. Последнее также приводит к потере кинетической энергии, однако роль его в общем балансе потерь весьма незначительна.

В дальнейшем будет показано, что в зависимости от массы частицы, ее кинетической энергии, заряда меняется соотношение между различными видами потерь. Так, при энергии частиц вплоть до 10^{10} *эв* ионизационные потери являются преобладающими для протонов, дейтонов, α-частиц и более тяжелых ядер, в то время как для электронов существенными оказываются радиационные потери.

Перейдем к рассмотрению различного вида потерь энергии заряженными частицами и связанных с ними явлениями.

Ионизационное торможение. Возбуждение атомов среды и ионизации связаны с процессом рассеяния заряженной частицы на электронах. Кроме рассеяния на электронах должно существовать рассеяние заряженных частиц на электрическом поле ядра. Однако из-за экранировки электрического поля ядра полем внешних электронов рассеяние на ядрах незначительно. При рассеянии на электроне часть кинетической энергии частицы передается электрону и в зависимости от величины переданной энергии атом оказывается либо в возбужденном, либо в ионизированном состоянии.

Оценим сначала величину сечения рассеяния заряженной частицы с массой m, зарядом Ze и скоростью v на покоящемся ядре с массой M и зарядом Ze. Пусть частица m пролетает мимо ядра M на расстоянии ϱ (параметр удара) и импульс ее до и после рассеяния равен соответственно $\vec{p}$ и $\vec{p}_1$. Тогда тангенс угла рассеяния (предполагаем для простоты, что рассеяние произошло в точке O) (рис. 34)

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{\Delta p}{p}, \qquad (V.1)$$

где Δp — изменение импульса. Предположим далее, что электрическое взаимодействие частиц оказывается эффективным на расстоянии ϱ до и после точки рассеяния. Тогда время взаимодействия $\Delta t = 2\varrho/v$ и Δp равно $F\Delta t$, где $F \approx \frac{Ze^2}{\varrho^2}$. Подстановка значения Δp в выражение (V.1) дает

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{zZe^2}{\varrho^2} \cdot \frac{2\varrho}{v} \cdot \frac{1}{p} = \frac{2zZe}{vp} \frac{1}{\varrho}.$$

---

* По имени советского ученого П. А. Черенкова, открывшего это явление.

Так как угол θ мал, то это выражение можно переписать в виде

$$\operatorname{tg}\frac{\theta}{2} = \frac{zZe^2}{vp}\,\frac{1}{\rho}. \qquad (V.2)$$

Если на рассеивающий центр падает поток частиц с плотностью N *частиц/см*^{2}, то на угол θ отклонятся все частицы, попадающие в кольцо со средним радиусом ϱ и шириной

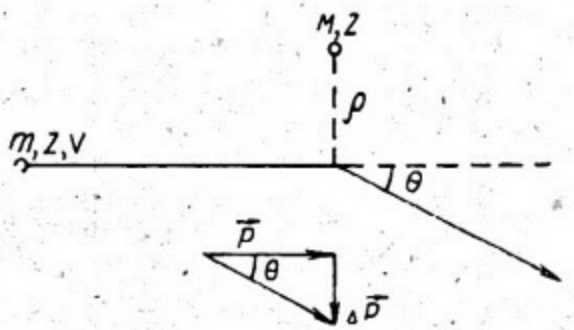


Рис. 34. Рассеяние заряженной частицы на ядре.

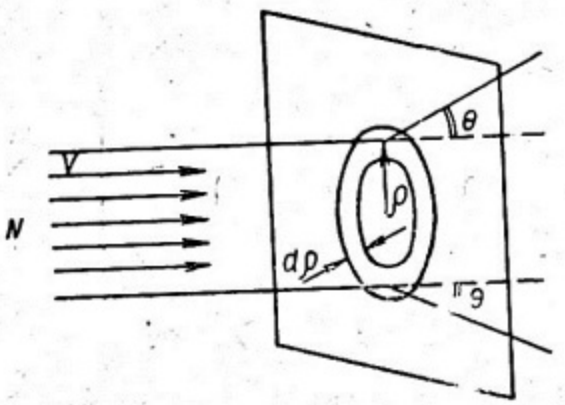


Рис. 35. Рассеяние частиц на угол θ.

кольца $d\varrho$ (рис. 35). Таких частиц оказывается $2\pi\varrho d\varrho N$, где $2\pi\varrho d\varrho$ — площадь кольца. Отношение числа частиц, рассеивающихся на угол θ к падающему потоку, характеризует вероятность рассеяния частицы на одном ядре на данный угол θ и обозначается

$$d\sigma(\theta) = \frac{2\pi\rho d\rho N}{N}. \qquad (V.3)$$

Величина $d\sigma(\theta)$ — дифференциальное сечение рассеяния, оно имеет размерность площади. Если же на пути пучка будет n рассеивающих центров, то на угол θ рассеятся $n2\pi\varrho d\varrho N$ частиц, а соответствующая величина

$$d\Sigma(\theta) = \frac{n2\pi\rho d\rho N}{N} \qquad (V.4)$$

называется макроскопическим дифференциальным сечением рассеяния.

Выразим ϱ и $d\varrho$ через заряд, массу и импульс налетающей частицы, используя выражение (V.2), и подставим в формулу (V.3). Получаем

$$d\sigma(\theta) \approx \left(\frac{zZe^2}{mv^2}\right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \theta/2}, \qquad \text{(V.5)}$$

где $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ — телесный угол. Эта формула впервые была получена Резерфордом и носит его имя. Проинтегрировав $d\sigma(\theta)$ по всем возможным углам, получим полное сечение рассеяния σ. Полное сечение рассеяния оказывается для однозарядной частицы приблизительно 10^{-16} *см*^{2}, т. е. существенно превосходит сечение ядерного рассеяния. что будет видно из дальнейшего.

При прохождении через толстые слои вещества частицы будут претерпевать ряд последовательных актов рассеяния. В результате многократного процесса рассеяния параллельный пучок заряженных частиц расходится, сохраняя в среднем прежнее свое направление. Отклонение отдельной частицы от первоначального направления характеризуется средним квадратичным углом многократного рассеяния $\sqrt{\overline{\theta^2}}$, который зависит от массы и скорости частицы, ее заряда, толщины и свойств вещества. Для однозарядной частицы

$$\sqrt{\overline{\theta^2}} = \frac{K}{p\beta c}\sqrt{t}, \qquad \text{(V.6)}$$

где K — константа; p — импульс частицы; t — количество рассеивающего вещества в радиационных единицах. Таким образом, анализируя отдельные акты рассеяния и измеряя среднеквадратичный угол рассеяния на определенной длине, определяем импульс частицы, а зная ее скорость,— и массу.

Учет конечных размеров рассеивающего центра, спинов рассеивающихся частиц и других квантовомеханических явлений существенно изменяет формулу Резерфорда, и она может быть использована только как первое приближение.

Проведем вычисление ионизационных потерь заряженной частицы, проходящей через вещество. Предположим, что частица нерелятивистская, т. е. ее кинетическая энергия много меньше энергии покоя. Тогда энергетические потери частицы в одном акте рассеяния на электронах

$$-\Delta E = \frac{\Delta p^2}{2m_e},$$

где Δp и m_e — импульс и масса электрона. Знак минус означает уменьшение энергии частицы на эту величину.

Величина Δp для рассмотренного выше процесса равна $F\Delta t$, т. е.

$$\Delta p = \frac{zZe^2}{\rho^2}\,\frac{2\rho}{v} = \frac{2zZe^2}{v}\,\frac{1}{\rho}.$$

Таким образом, энергетические потери частицы

$$-\Delta E=\frac{2(zZe^2)^2}{m_e v^2}\frac{1}{\rho}. \qquad (V.7)$$

При прохождении слоя вещества Δx ($см$) с числом рассеивающих центров n в кубическом сантиметре энергетические потери частицы на возбуждение и ионизацию среды

$$-\Delta E=4\frac{(zZe^2)^2}{m_e v^2}\frac{1}{\rho}n\Delta x$$

или

$$-\left(\frac{\Delta E}{\Delta x}\right)_{\text{иониз}}=4n\frac{(zZe^2)^2}{m_e v^2}\frac{1}{\rho}. \qquad (V.8)$$

Для вычисления ионизационных потерь на единице длины необходимо проинтегрировать это выражение по всем возможным значениям параметра ρ. Строгое вычисление границ изменения последнего провести не удается. Укажем на общие соображения, из которых можно получить приблизительные значения пределов ρ. Очевидно, что минимальное значение ρ соответствует радиусу действия ядерных сил, т. е. размерам ядра. При меньших значениях ρ оказывается несправедливым выражение для силы $F=\frac{zZe^2}{\rho}$, поскольку кроме кулоновских вступают в действие ядерные силы. Максимальное значение ρ определяется размерами атома, так как при большем параметре атом в целом оказывается нейтральным и рассеяние не происходит. Опуская процесс интегрирования, приведем лишь окончательный результат для величины полных ионизационных потерь

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз}}=\frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2}\ln\frac{2m_e v^2}{I_0 z}, \qquad (V.9)$$

где $n_e=n_0 Z$ — число электронов в кубическом сантиметре вещества со средним потенциалом ионизации I_0.

Более точное выражение для полной потери энергии частиц на ионизацию в широком интервале скоростей имеет вид

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз}}=4\pi\frac{n_e z^2 e^4}{m_e v^2}\left(\ln\frac{2m_e v^2}{I_0 Z(1-\beta^2)}-\beta^2\right), \qquad (V.10)$$

где $\beta=v/c$.

Очень важно, что $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз}}$ зависят только от свойств среды (n_0, Z), скорости и заряда проходящей частицы, т. е.

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз}}\sim n_e z^2 f(\beta). \qquad (V.11)$$

Для всех частиц, обладающих как одинаковым зарядом, так и скоростью, ионизационные потери в одной и той же

среде одинаковы. Обычно на графиках приводят зависимость $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз}}$ от величины p/mc, так как $p=m\beta c$, то $\beta=p/mc$ (рис. 36). Кривую на рис. 36 можно разбить на четыре области. Наиболее часто в экспериментальной физике встречаются условия, характерные для второй и третьей областей. Вторая область соответствует падению ионизационных по-

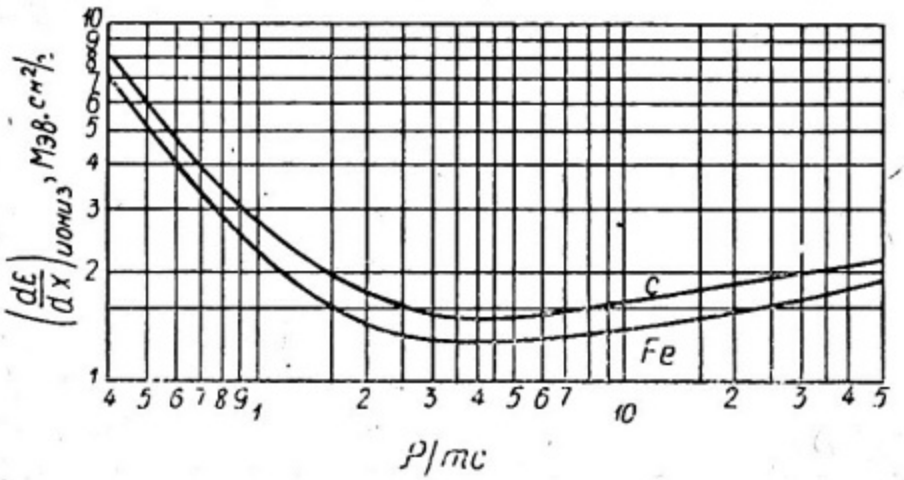


Рис. 36. Зависимость $(dE/dx)_{\text{иониз}}$ от энергии частиц.

терь с ростом скорости (основной член в выражении (V.10)). Медленный рост $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз}}$ в третьей области связан с логарифмическим членом (релятивистский эффект). Выход на плато в четвертой области (эффект плотности среды) связан с поляризацией атомов и прекращением из-за этого логарифмического роста. Значительное понижение потерь вблизи малых скоростей (первая область) объясняется захватом заряженной частицей свободных электронов и образованием нейтрального атома. Две характерные точки на рис. 36 — максимальная ионизация в одном случае и минимальная в другом (между второй и третьей областями) — соответствуют скорости частицы, близкой к скорости орбитальных электронов среды, и скорости частицы, при которой сравниваются кинетическая энергия и энергия покоя. Значение ионизационных потерь в минимуме при $p/mc \sim (2 \div 3)$ получило название минимальной ионизации.

Выражение (V.11) позволяет определить полный пробег, который проходит заряженная частица в веществе вплоть до остановки за счет ионизационных потерь. Действительно, выражение может быть переписано в виде

$$-\left(\frac{dE/m}{dx/m}\right)_{\text{иониз}} = n_e z^2 f\left(\frac{E}{m}\right).$$

После интегрирования получаем

$$\frac{R}{m} = f_1\left(\frac{E}{m}\right).$$

Для частиц с одинаковым зарядом f_1 есть функция только β или E/m. Поэтому, если известен пробег для какой-либо частицы, т. е. известна функция $f_1\left(\frac{E}{m}\right)$, то можно найти пробег для любой другой. Например, связь между пробегом и средней энергией протонов получается из выражения $R_p \approx 1{,}9 \cdot E_p^{1{,}8}$, для α-частиц соответственно $R_\alpha \approx 0{,}3\ E_\alpha^{3/2}$, где E выражено в миллионах электрон-вольт. Для релятивистских частиц ($\beta \sim 1$) соотношение пробега энергии имеет более простой вид: $R \approx E/2$, где R выражается в граммах на квадратный сантиметр, а E — в мегаэлектрон-вольтах.

В некоторых случаях энергия, передаваемая электрону, оказывается настолько большой, что последний в свою очередь может производить возбуждение и ионизацию атомов среды. Такие электроны называются δ-электронами. Их число для релятивистской частицы зависит в основном от z^2 и может служить для определения заряда налетающей частицы.

Наконец, следует заметить, что поскольку процесс столкновения заряженной частицы с электроном является вероятностным, то энергетические потери частицы, проходящей через вещество, будут флуктуировать. Флуктуации зависят от скорости частицы и количества пройденного вещества.

Радиационное торможение. При движении в электрическом поле атомов заряженная частица теряет часть своей энергии на излучение γ-квантов. Радиационные, или тормозные потери, на единицу длины характеризуются величиной $(dE/dx)_{рад}$. В отличие от ионизационных потерь тормозные потери существенно зависят от массы заряженной частицы m, ее энергии E и атомного номера среды Z

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} \sim \frac{1}{m^2} z^2 Z^2 E. \qquad \text{(V.12)}$$

Отношение радиационных потерь к ионизационным для любой заряженной частицы имеет вид

$$\frac{(dE/dx)_{\text{рад}}}{(dE/dx)_{\text{иониз}}} = ZE. \qquad \text{(V.13)}$$

При некоторой энергии, называемой критической, ионизационные и тормозные потери сравниваются, т. е. $(dE/dx)_{\text{рад}} = (dE/dx)_{\text{иониз}}$. Если энергия частицы ниже критической, то основным видом потерь являются ионизационные, а если выше — радиационные. Для протонов равенство потерь наступает при энергии 10^{12} *эв*. Для α-частиц критическая энергия еще больше. Протоны с такой энергией существуют лишь в

космических лучах. В лабораторных же условиях на Серпуховском ускорителе получены протоны с максимальной энергией $7 \cdot 10^{10}$ *эв*. Таким образом, практически во всех случаях протоны и более тяжелые частицы теряют энергию лишь на ионизацию среды (ядерное взаимодействие частиц не учитывается). Для электронов строгое вычисление радиационных потерь дает

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \frac{4}{137} n_e Z^2 \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)\left[\ln 183 Z^{-1/3} + \frac{1}{18}\right] E \quad \text{(V.14)}$$

или

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \frac{E}{X}, \quad \text{(V.15)}$$

где величина X, равная множителю перед энергией в формуле (V.14), называется единицей радиационной длины и выражается в граммах на квадратный сантиметр. Радиационная единица длины, введенная таким образом, характеризует вещество и соответствует длине, на которой электрон теряет свою энергию в e раз за счет радиационных потерь. Сравнение с ионизационными потерями показывает, что критическая энергия для электронов в воздухе 83 *Мэв*, а в свинце — 6,9 *Мэв*. В табл. 12 приводятся значения критических энергий и радиационных длин для различных веществ.

Таблица 12

Вещество	Заряд Z	Атомный вес	Радиационная длина x_0, $г/см^2$	$E_{кр}$, *Мэв*
Водород	1	1	58	340
Гелий	2	4	85	220
Углерод	6	12	42,5	103
Азот	7	14	38	87
Кислород	8	16	34,2	77
Алюминий	13	27	23,9	47
Аргон	18	39,9	19,4	34,5
Железо	26	55,84	13,8	24
Медь	29	63,57	12,8	21,5
Свинец	82	207,2	5,8	6,9
Воздух	N 76,9%*			
	O 21,8%		36,5	83
	A 1,3%			
Вода	H 11,1%*		35,9	93
	O 88,9%			

* По весу.

Черенковское излучение. В 1934 г. советские физики С. И. Вавилов и П. А. Черенков открыли своеобразный вид излучения заряженных частиц, получившего впоследствии название черенковского. Черенковское свечение наблюдается в том случае, когда скорость движения заряженной частицы в среде больше фазовой скорости света в этой среде

$$v > \frac{c}{n} \quad \text{или} \quad \beta > \frac{1}{n}. \tag{V.16}$$

При пролете заряженной частицы атомы среды выстраиваются определенным образом вдоль траектории частицы (поляризуются). После прохождения частицы они возвращаются

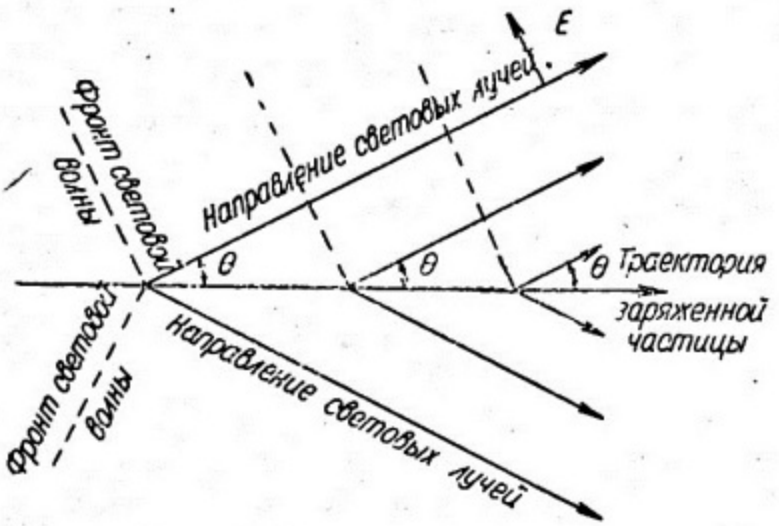


Рис. 37. Черенковское излучение.

в первоначальное положение. Этот процесс деполяризации и сопровождается излучением. Фактически энергия заряженной частицы тратится на поляризацию атомов среды. Черенковское излучение испускается под некоторым углом θ к направлению движения частицы (рис. 37), который может быть вычислен из соотношения

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta}. \tag{V.17}$$

По сравнению с другими видами потерь уменьшение энергии частицы за счет черенковского излучения чрезвычайно мало. В частности, число фотонов черенковского излучения на длине в 1 *см* в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$

$$N(\nu)\,d\nu = \frac{2\pi (ze)^2}{\hbar c^2}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) d\nu. \tag{V.18}$$

Однако благодаря своим особым свойствам — порогу (появляется при определенной скорости частицы) и направленности (при определенной скорости возникает под определенным углом) — черенковское излучение часто используется в экспериментах для определения скорости частиц.

§ 2. Прохождение γ-квантов через вещество

Существуют три основные процесса электромагнитного взаимодействия γ-квантов с веществом: фотоэффект, комптоновское рассеяние, т. е. рассеяние с изменением энергии γ-кванта, и образование электронно-позитронных пар.

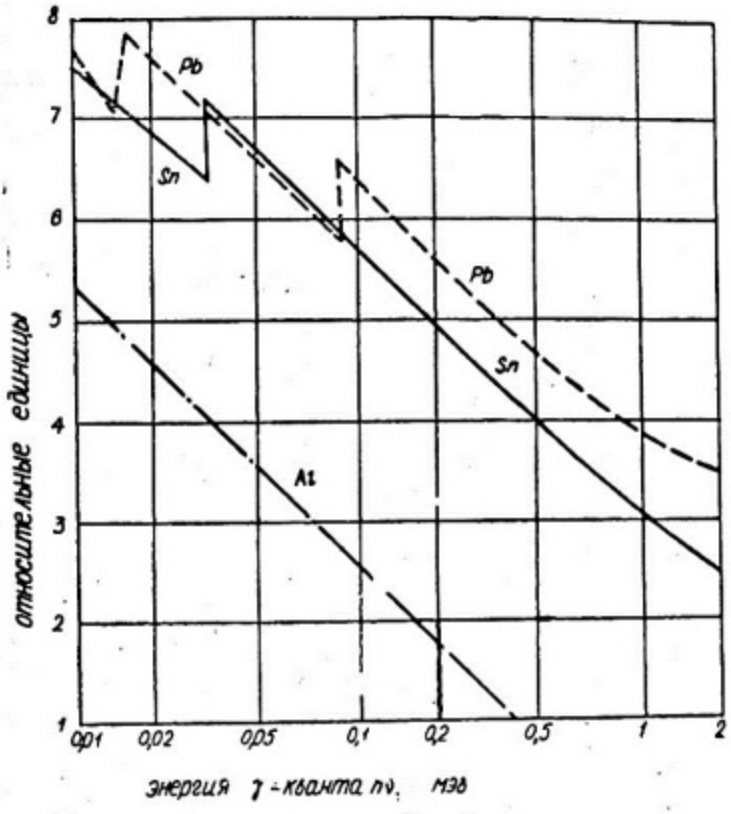


Рис. 38. Зависимость вероятности фотоэффекта от энергии γ-квантов для различных веществ.

Фотоэффект. Электромагнитное взаимодействие γ-кванта с атомом, в результате которого вся энергия γ-кванта передается одному из орбитальных электронов, называется фотоэффектом. В результате фотоэффекта атом оказывается ионизованным, а вылетевший электрон обладает энергией

$$E_e = h\nu - I,$$

где ν — частота γ-кванта; I — потенциал ионизации атома. Сечение фотоэффекта может быть представлено следующей полуэмпирической зависимостью:

$$\sigma_\phi \sim \frac{Z^5}{\nu^3}, \qquad (V.19)$$

где Z — заряд атомов среды. Зависимость сечения фотоэффекта от энергии γ-кванта представлена на рис. 38. Обраща-

ёт на себя внимание резкое возрастание сечения фотоэффекта при энергиях γ-кванта, близких значению потенциалов ионизации атомов.

Комптоновское рассеяние — это рассеяние γ-квантов на свободных электронах. При столкновениях со свободным электроном γ-квант может передать ему часть своей энергии.

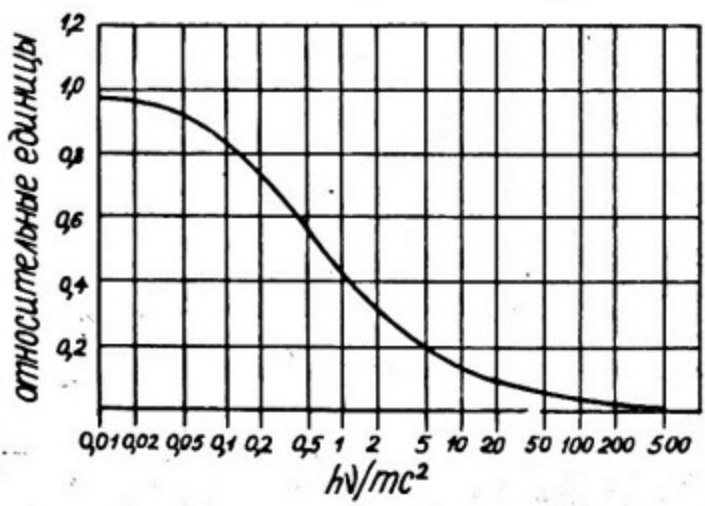


Рис. 39. Зависимость комптоновского рассеяния от энергии γ-квантов.

Используя законы сохранения энергии и импульса, покажем, что энергия γ-кванта после столкновения

$$h\nu' = \frac{h\nu m_e c^2}{m_e c^2 + h\nu(1 - \cos\theta)},$$

где θ — угол рассеяния γ-кванта. Заметим, что столкновение электрона большей энергии с малоэнергичным γ-квантом, например с квантом видимого света, может привести к такому распределению энергии между сталкивающимися частицами, когда γ-квант приобретает энергию. Этот процесс получил название обратного комптон-эффекта. Теоретический расчет сечения комптон-эффекта для γ-квантов большой энергии дает

$$\sigma_{\text{компт}} = \pi\left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \frac{m_e c}{h\nu}\left[\ln\left(\frac{2h\nu}{m_e c}\right) + \frac{1}{2}\right]. \qquad \text{(V.20)}$$

Грубо эту зависимость можно представить как

$$\sigma_{\text{компт}} \sim \frac{1}{h\nu}, \qquad \text{(V.21)}$$

т. е. сечение комптон-эффекта обратно пропорционально энергии γ-кванта (рис. 39).

Поглощение γ-квантов с образованием электронно-позитронных пар. Если энергия γ-квантов оказывается достаточно большой, а именно

$$h\nu > 2m_e c^2,$$

то такой γ-квант в электрическом поле ядра может образовать пару — электрон и позитрон.

Обратим внимание на то, что процесс образования пар аналогичен процессу тормозного излучения электронов в поле ядра. Действительно, процесс образования пары можно представить в следующем виде:

$$\gamma + \text{ядро} \longrightarrow \text{ядро} + e^- + e^+. \qquad \text{(V.22)}$$

Соответственно для тормозного излучения электрона имеем

$$e^- + \text{ядро} \longrightarrow \text{ядро} + e^- + \gamma. \qquad \text{(V.23)}$$

Алгебра реакций позволяет нам в выражении (V.23) перенести γ-квант из правой половины в левую — соответственно электрон из левой в правую. При этой операции частицы должны быть заменены на античастицы, т. е. γ на γ (для γ-кванта частица и античастица совпадают друг с другом), а e^- на e^+, и выражение (V.23) преобразуется в (V.22). Подобие физических процессов предполагает подобие сечений, описывающих эти процессы. Оказывается, что сечение тормозного излучения электрона и сечение образования $e^- - e^+$-пар связаны следующим простым соотношением:

$$\sigma_{\text{рад}}(\nu) \sim \sigma_{\text{пар}} \cdot \frac{1}{\nu}, \qquad \text{(V.24)}$$

где ν — частота γ-кванта.

Вычисленное сечение образования пар при больших энергиях γ-квантов оказывается почти постоянным и

$$\sigma_{\text{пар}} \approx \frac{7}{9} \frac{1}{nX},$$

где n — число атомов в одном грамме и X — радиационная единица длины, выраженная в граммах на квадратный сантиметр. На рис. 40 приводится зависимость сечения образования электронно-позитронных пар от энергии γ-квантов.

При прохождении электрона или γ-кванта большой энергии через вещество последовательное превращение γ-квантов в электронно-позитронную пару, а электрона в тормозной γ-квант, а затем снова в электрон приводит к образованию электронно-фотонной лавины. По мере развития лавины число электронов и γ-квантов в ней растет, растут поперечные размеры ливня, а средняя энергия частиц падает. Этот лавинообразный процесс прекратится как только энергия вновь образовавшихся частиц станет меньше критической, а став-

шие существенными ионизационные потери приведут в конечном итоге к полному поглощению частиц. Например, в космических лучах наблюдаются электронно-фотонные ливни,

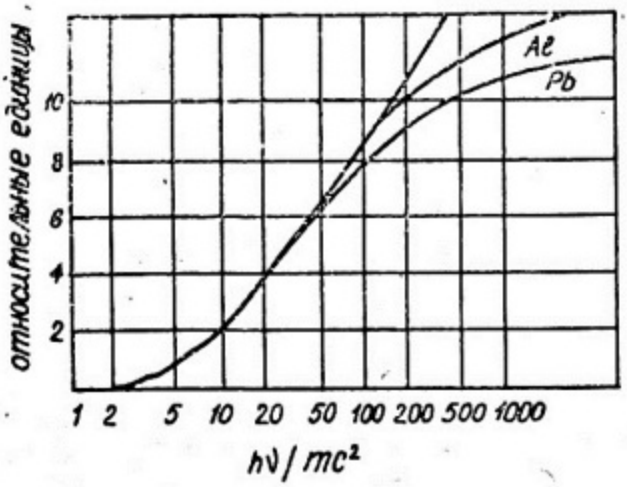


Рис. 40. Зависимость вероятности образования электронно-позитронных пар от E_γ.

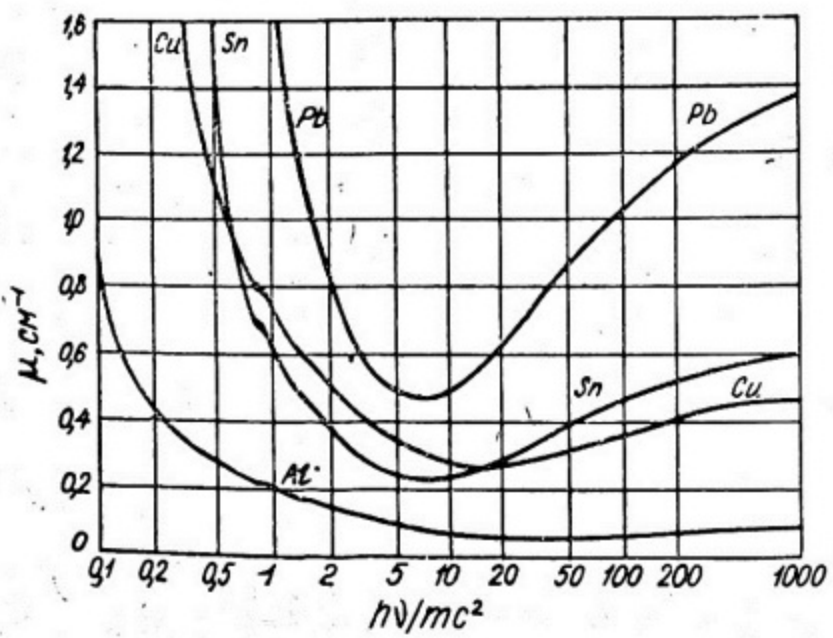


Рис. 41. Суммарная зависимость поглощения γ-квантов в зависимости от энергии γ-квантов для различных веществ.

вызванные γ-квантами или электронами с энергией приблизительно 10^{13} *эв*, которые, достигая уровня моря, занимают площадь в несколько квадратных километров.

Рассмотренные выше процессы взаимодействия γ-квантов приводят к ослаблению пучка γ-кванта по экспоненциальному закону:

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \qquad \text{(V.25)}$$

где x — толщина вещества в сантиметрах; μ — коэффициент поглощения γ-квантов, равный $\mu = (\sigma_{фот} + \sigma_{комп} + \sigma_{пар})\, n$; n — число ядер в кубических сантиметрах вещества.

На рис. 41 приводится суммарное значение сечения поглощения γ-квантов в зависимости от энергии γ-квантов для различных веществ.

§ 3. Счетчики частиц

Для регистрации радиоактивного излучения и продуктов ядерных реакций используются различные счетчики частиц, такие, как ионизационная камера, счетчики Гейгера — Мюллера, сцинтилляционные, черенковские и другие. Рассмотрим принцип работы некоторых из них.

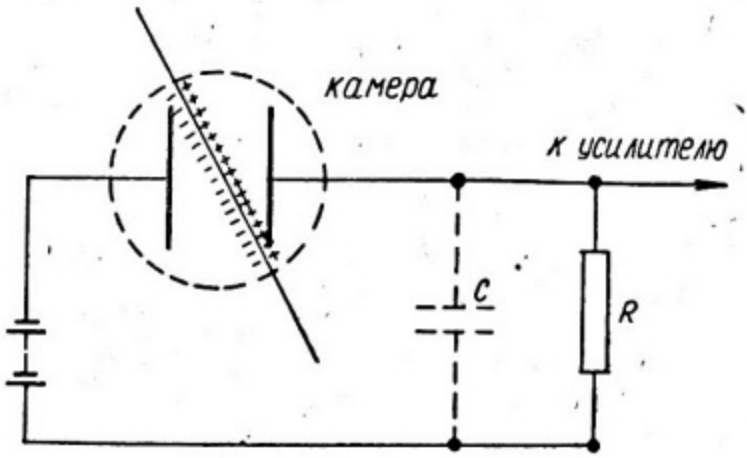


Рис. 42. Принципиальная схема ионизационной камеры.

Ионизационная камера. Большинство классических методов регистрации заряженных частиц основано на явлении газового разряда. Под действием ионизующих частиц в газе появляются свободные электроны, положительные и отрицательные ионы. Если газ, находящийся между обкладками конденсатора, к которым приложена определенная разность потенциалов, подвергнуть облучению ионизующими частицами, то возникшие в газе ионы и электроны устремятся к электродам. В результате возникнет электрический ток. Конденсаторы различной формы, между обкладками которых заключен некоторый объем газа, используемые для измерения ионизационного тока, называются ионизационными камерами. На рис. 42 представлена принципиальная схема ионизационной камеры.

Величина ионизационного тока зависит от напряжения между обкладками конденсатора, поскольку с ростом напряжения возрастает число ионов, попадающих на обкладки и не рекомбинирующих по пути. Возрастание ионизационного

тока с увеличением напряжения будет продолжаться, до тех пор пока все ионы, образующиеся в объеме газа, не начнут попадать на электроды. Дальнейшее повышение напряжения уже не вызовет увеличения тока, устанавливается так называемый ток насыщения (точка *A* на рис. 43).

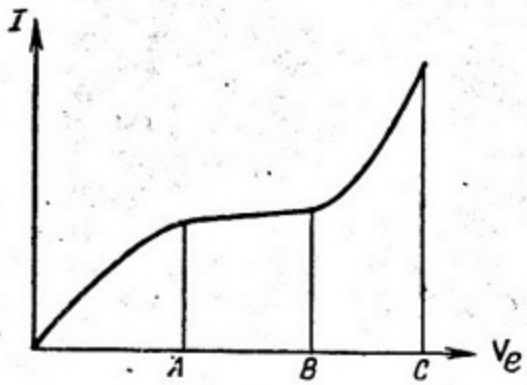


Рис. 43. Вольт-амперная характеристика ионизационной камеры.

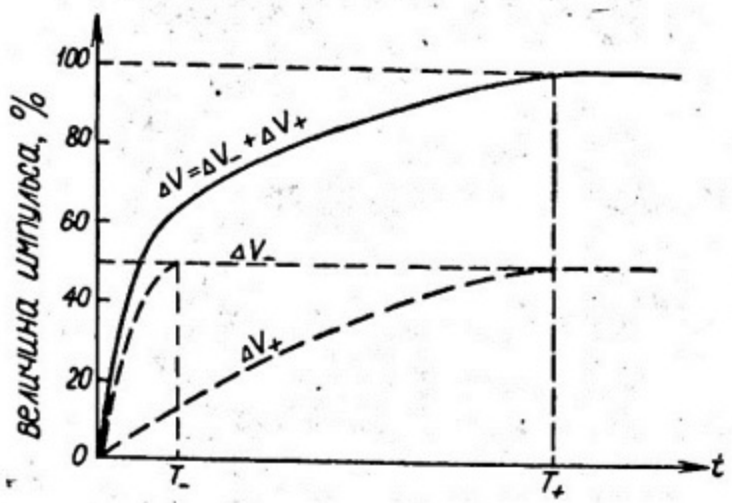


Рис. 44. Изменение напряжения на емкости в зависимости от времени.

Наконец, при очень большом ускоряющем напряжении скорость электронов возрастает настолько, что электрон при соударениях с атомами и молекулами газа начинает образовывать новые ионы (точка *B*). Новые ионы и электроны принимают участие в дальнейшей ионизации. Возрастание числа электронов и ионов в газе принимает лавинообразный характер, и ток резко увеличивается (область газового усиления). Если повышать напряжение дальше, то происходит пробой конденсатора (точка *C* на рис. 43). Плато на рис. 43 соответствует рабочей области ионизационной камеры. Последовательно к электродам камеры можно включить емкость и измерить возникающее на ней напряжение. На рис. 44 показа-

но изменение напряжения на емкости в зависимости от времени. Первая крутая часть кривой соответствует собиранию электронов на положительном электроде (это время соответствует микросекундам), вторая часть — собиранию ионов (миллисекунда). Таким образом, полная длительность импульса напряжения равна приблизительно 10^{-3} *сек*. Следует заметить, что с ионизационной камеры получаем и более короткий импульс напряжения, регистрируя только часть импульса, связанную с собиранием на электродах электронов. Естественно, что амплитуда этого короткого импульса будет меньше (пунктирная кривая на рис. 44). Время, соответствующее полному собиранию ионов или очищению объема от них, называется временем восстановления или мертвым временем прибора. Для ионизационной камеры мертвое время, таким образом,— порядка миллисекунд.

Пропорциональный счетчик — прибор, подобный ионизационной камере, но работающий в области газового усиления (область *BC* на рис. 43). Конструкции пропорциональных счетчиков несколько отличаются от конструкций ионизационных камер. Обычно пропорциональные счетчики имеют вид цилиндрического конденсатора, внутренний электрод которого представляет собой нить с диаметром, не превышающим 1 *мм*. При подаче на электроды такого конденсатора напряжения порядка 1000 *в* вблизи нити возникает область сильного электрического поля, в которой и происходит газовое усиление. Импульс, снимаемый с пропорционального счетчика, обычно длится 10^{-4} *сек*, а время восстановления — приблизительно 10^{-3} *сек*.

Счетчик Гейгера — Мюллера. Если напряжение увеличить еще больше, то ток в разряде возрастет настолько, что каждая попавшая в детектор частица вызовет пробой конденсатора. Возникающий при этом большой импульс тока позволяет регистрировать пролет частицы при помощи простых измерительных приборов. Счетчики с самостоятельным разрядом, работающие в области очень больших напряжений приблизительно 1000—1500 *эв*, называются счетчиками Гейгера — Мюллера. Схема счетчика Гейгера — Мюллера с выходом на усилитель представлена на рис. 45.

Рассмотрим несколько подробнее работу счетчика. Ионизующая частица, пролетая через счетчик, вызывает разряд между нитью и корпусом. В цепи (источник питания, сопротивление, нить, корпус) возникает ток. Наиболее подвижные частицы — электроны — быстро достигают нити (приблизительно 10^{-7} *сек*), положительные же ионы, образующиеся в большом количестве вблизи нити, значительно медленнее дрейфуют, создавая вблизи нити пространственный положительный заряд. Происходит уменьшение напряжения между электродами. Пробойные условия исчезают и разряд прекра-

щается. На рис. 46 показана зависимость скорости счета частиц от приложенного напряжения — рабочая характеристика счетчика. Как видно из рис. 46, в области от V_1 до V_2 достигается постоянство счета, это — рабочая область счетчика. В этой области практически все частицы, попадающие в счетчик, вызывают появление разряда. В области $V > V_2$

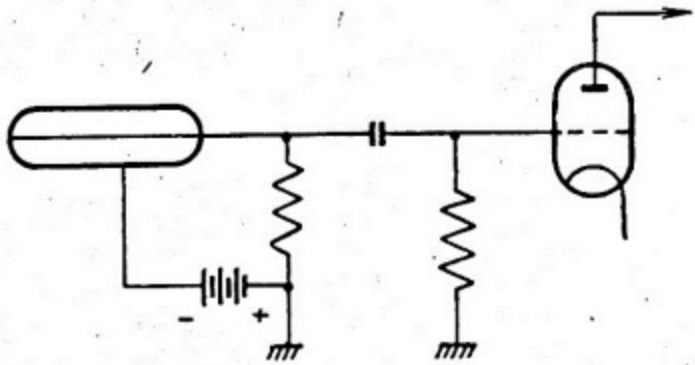


Рис. 45. Схема счетчика Гейгера — Мюллера с выходом на усилитель.

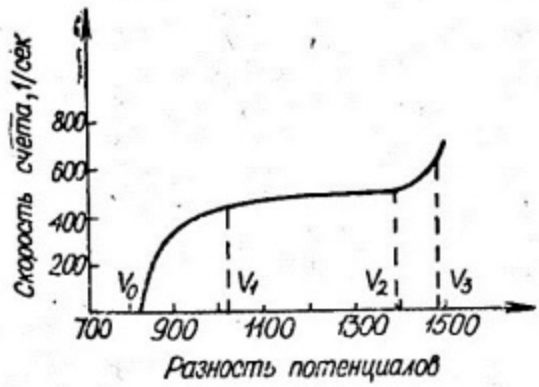


Рис. 46. Зависимость скорости счета от разности потенциалов.

скорость счета резко возрастает с напряжением, так как возникают самопроизвольные срабатывания. Счетчик «захлебывается» и перестает различать отдельные частицы.

Счетчики Гейгера — Мюллера нашли самое широкое применение. Они могут быть использованы не только для регистрации α- и β-излучений, но и для регистрации нейтронов и γ-излучения. Отсюда и разнообразные конструкции счетчиков. Для регистрации α-частиц применяются обычно торцевые счетчики, у которых с торца сделано тонкое слюдяное окошко (2—3 *мк*), а нить заменена острием. В счетчиках, предназначенных для регистрации нейтронов, либо электроды с внутренней стороны покрываются борсодержащим веществом, либо к газу добавляется газообразный BF_3. Заряженные продукты ядерной реакции ($_5B^{10} + n \rightarrow {}_3Li^7 + \alpha$) и

вызывают срабатывание счетчиков. Наконец, для регистрации γ-лучей используют счетчики с толстыми стенками, в которых γ-кванты конвертируются и регистрируются более эффективно.

Сцинтилляционные счетчики. В основе применения сцинтилляционных счетчиков лежит способность ряда веществ, так называемых фосфо́ров, сцинтиллировать, т. е. испускать световые вспышки под действием заряженных частиц. Прохо-

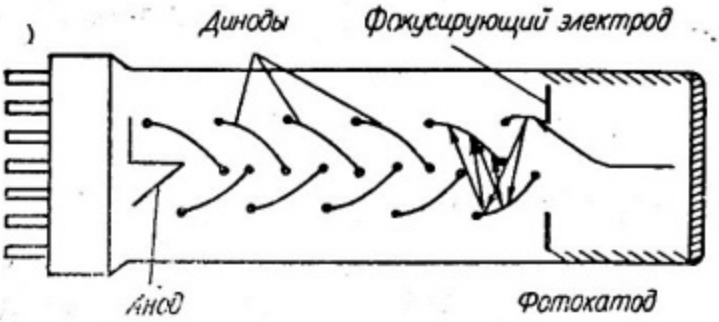


Рис. 47. Схема фотоумножителя.

дя через фосфо́р, ионизующие частицы расходуют часть своей энергии на возбуждение и ионизацию молекул. Эта энергия быстро выделяется в виде световых квантов при возвращении молекул в нормальное невозбужденное состояние. Регистрация световых вспышек осуществляется с помощью электровакуумного прибора — фотоумножителя (рис. 47), преобразующего световые вспышки в импульсы тока. Световые кванты, возникающие в сцинтилляторе под действием заряженной частицы, попадают на фотокатод и выбивают из него электроны. Между фотокатодом и анодом в умножителе находится большое число промежуточных электродов — динодов. Каждый последующий динод находится под положительным потенциалом относительно предыдущего. Число электронов на пути от катода к аноду возрастает лавинообразно. В современных фотоумножителях это число усиления может достигать 10^6—10^9. Обычно фотоумножители выполняются в виде стеклянных трубок, внутри которых расположены диноды и анод. Фотокатодом служит тонкая сурьмяно-цезиевая пленка (приблизительно 10^{-4} *см*), нанесенная изнутри на плоскую поверхность дна трубки. Сцинтилляторы располагаются либо вплотную к фотокатоду, либо на некотором расстоянии от него. В последнем случае свет сцинтиллятора направляется к фотокатоду через специальные световоды. Весь сцинтилляционный счетчик (сцинтиллятор, световод и фотоумножитель) заключается в светонепроницаемый кожух с тем, чтобы единственным источником света был сцинтиллятор.

В качестве сцинтилляторов используют разнообразные кристаллы — органические (антрацен, стильбен и др.) и неорганические (ZnS, NaI и др.). В табл. 13 приводятся основные свойства некоторых сцинтилляторов.

Таблица 13

Сцинтиллятор	Время высвечивания, *сек*	Преобразование энергии ионизирующих частиц в световую, %
Антрацен	$3 \cdot 10^{-8}$	4,2
Стильбен	$8 \cdot 10^{-9}$	2,8
NaI	$2{,}5 \cdot 10^{-7}$	8
ZnS	10^{-6}	10

Большое применение нашли жидкие сцинтилляторы, например растворы терфенила в ксилоле, толуоле и др. Длительность световой вспышки в жидких сцинтилляторах меньше, чем в кристаллических, а объем может быть сделан сколь угодно большим. Так, в работах Коуэна и Райниса по обнаружению нейтрино (см. § 5, гл. III) использовался жидкий сцинтиллятор (раствор терфенила в ксилоле) весом 10—12 *т* и более 500 фотомножителей.

Черенковский счетчик основан на регистрации черенковского излучения, испускаемого быстрыми частицами, отличается от сцинтилляционного тем, что вместо сцинтиллятора помещается прозрачное вещество с таким коэффициентом преломления n, для которого выполняется условие $n\beta > 1$ (стекло, оргстекло). Интенсивность световой вспышки, обусловленной черенковским излучением, гораздо меньше интенсивности света, выделяющегося при сцинтилляциях, а длительность свечения оказывается очень короткой (10^{-9}—10^{-10} *сек*). Черенковские счетчики широко применяются для исследования ядерных процессов, происходящих при высоких энергиях. В последнее время получили распространение кристаллические полупроводниковые счетчики частиц. Сравнительная характеристика рассмотренных счетчиков приводится в табл. 14.

§ 4. Трековые детекторы частиц

Существует ряд детекторов, позволяющих непосредственно наблюдать следы заряженных частиц. Эти детекторы называются трековыми. К ним относятся камера Вильсона эмульсионная, диффузионная, пузырьковая и искровая камеры.

Камера Вильсона. Ее действие основано на явлении образования тумана при охлаждении насыщенного водяным па

Таблица 14

Наименование	Измерение	Длительность импульса, *сек*	Мертвое время, *сек*	Примечание
Ионизационные камеры	Интенсивность излучения, E, $(dE/dx)_{ион}$	10^{-3}	10^{-3}	Длительность импульса может быть существенно уменьшена, если ограничиться собиранием только электронов
Пропорциональные счетчики	Отдельные частицы E, $(dE/dx)_{ион}$	10^{-4}	10^{-3}	
Счетчики Гейгера — Мюллера	Отдельные частицы	$10^{-4} — 10^{-6}$	10^{-3}	
Сцинтилляционные счетчики	Отдельные частицы E, $(dE/dx)_{ион}$	$10^{-6} — 10^{-9}$	$10^{-6} — 10^{-9}$	
Черенковские счетчики	Отдельные частицы $\beta = v/c$	10^{-9}	10^{-9}	Времена определяются свойствами ФЭУ

ром воздуха. Конденсация пара в виде мелких капелек жидкости происходит на каких-либо центрах конденсации. Такими центрами могут служить, например, пылинки, ионы. Если на короткое время создать в некотором объеме пере-

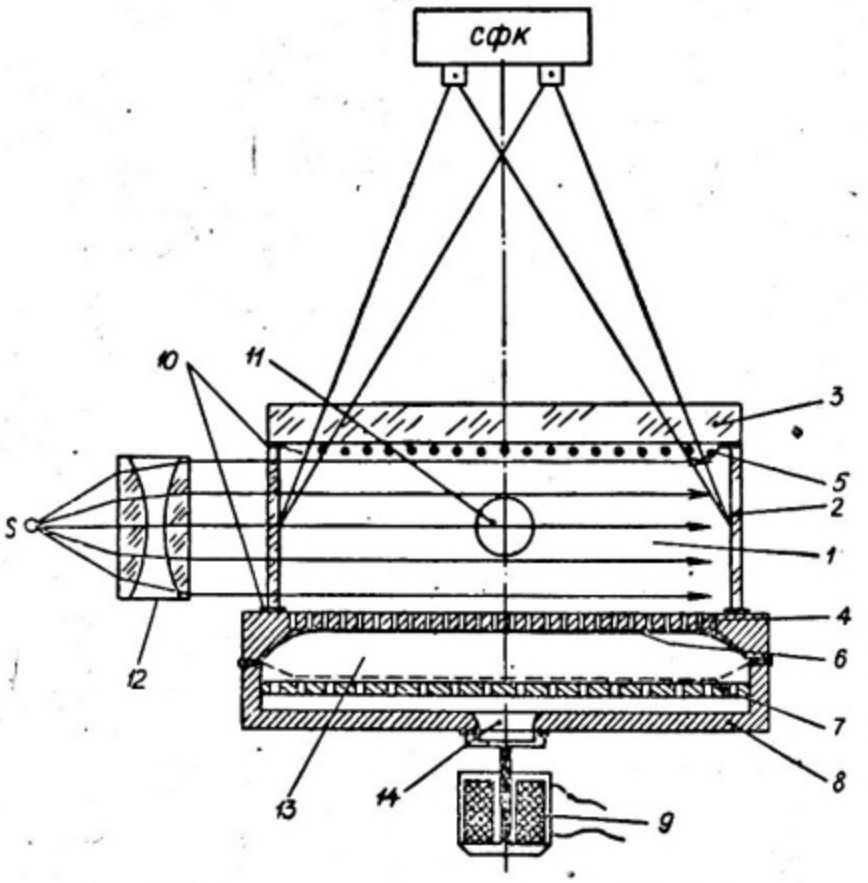


Рис. 48. Схематический чертеж камеры Вильсона:

1 — рабочий объем камеры; *2* — стеклянная боковая стенка камеры; *3* — верхнее плоское стекло, через которое производится наблюдение и фотографирование; *4* — решетка, ограничивающая движение резиновой диафрагмы; *5* — сетка из тонких проволок для создания электрического поля в объеме камеры; *6* — резиновая диафрагма; *7* — опорная решетка; *8* — дно камеры; *9* — электромагнитный клапан; *10* — резиновые прокладки; *11* — окно, заклеенное тонкой пленкой, для впуска частиц; *12* — конденсор из цилиндрических линз для получения плоского пучка света; *13* — вспомогательный объем; *14* — отверстие в дне камеры; *S* — импульсная осветительная лампа; СФК — стереофотокамера.

сыщенный пар, например быстрым понижением температуры, и пропустить через него заряженные частицы, образующие на своем пути ионы, то вдоль цепочки ионов возникает след из мельчайших капелек жидкости, который можно увидеть и сфотографировать. Схема камеры Вильсона изображена на рис. 48. Рабочий объем камеры *1* заполняется газом (водоро-

дом, гелием, воздухом) и парами какой-либо жидкости (воды, спирта и т. п.). Создание пересыщенного пара достигается быстрым выпуском сжатого воздуха из вспомогательного объема *13*. При этом резиновая диафрагма *6* опускается и происходит адиабатическое расширение рабочего объема, сопровождающееся охлаждением газа. Величина расширения регулируется путем изменения положения решетки *7*.

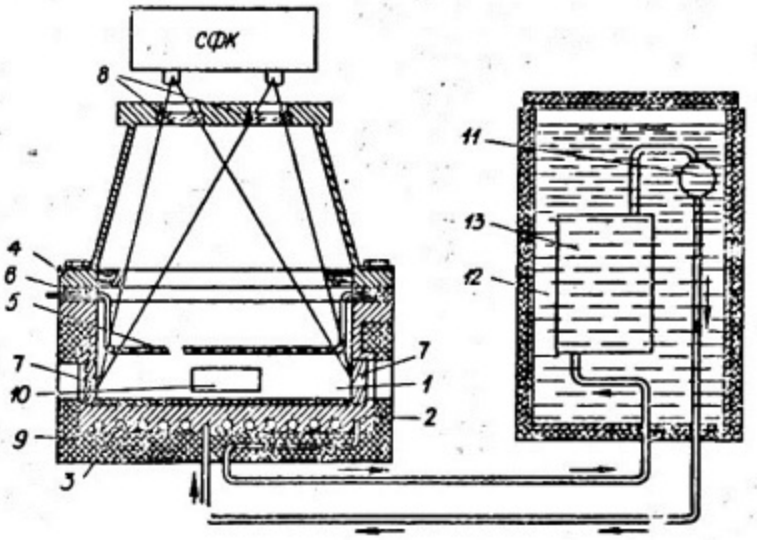


Рис. 49. Схема установки с диффузионной камерой высокого давления:

1 — рабочая зона камеры; *2* — охлаждаемое дно; *3* — трубки змеевика для охлаждающей жидкости; *4* — корытце со спиртом; *5* — электрод (редкая сетка из тонкой проволоки) для создания очищающего от ионов электрического поля; *6* — изолирующая прокладка; *7* — окна для освещения рабочего объема в момент съемки; *8* — окна для фотографирования; *9* — термоизоляция камеры; *10* — окно для впуска частиц в камеру, закрытое тонкой металлической фольгой; *11* — насос; *12* — охладитель (ацетон+твердая углекислота); *13* — теплообменник; СФК — стереофотокамера.

Часто в камере Вильсона устанавливаются пластины из различных веществ для изучения взаимодействия частиц с этим веществом. Обычно камера Вильсона помещается в магнитное поле, и по кривизне трека можно определить импульс частицы.

Длительность времени, в течение которого условия пересыщения пара в камере Вильсона позволяют наблюдать следы заряженных частиц — время чувствительности, — составляет приблизительно 0,1 *сек*. Время между двумя последовательными расширениями рабочего объема, необходимое для очищения рабочего объема от тумана, обычно исчисляется десятками секунд (мертвое время).

Управление камерой Вильсона осуществляется системой счетчиков, регистрирующих момент прохождения через каме-

ру заряженной частицы. Одним из недостатков камеры Вильсона является значительное мертвое время.

Диффузионная камера. В ней также используется принцип образования капелек тумана вдоль траекторий ионизующих частиц. Схема диффузионной камеры приведена на рис. 49. Рабочая зона камеры *1*, как и в камере Вильсона, заполняется аргоном или воздухом. Верхняя крышка камеры нагревается до 45—55° С, вследствие чего происходит посто-

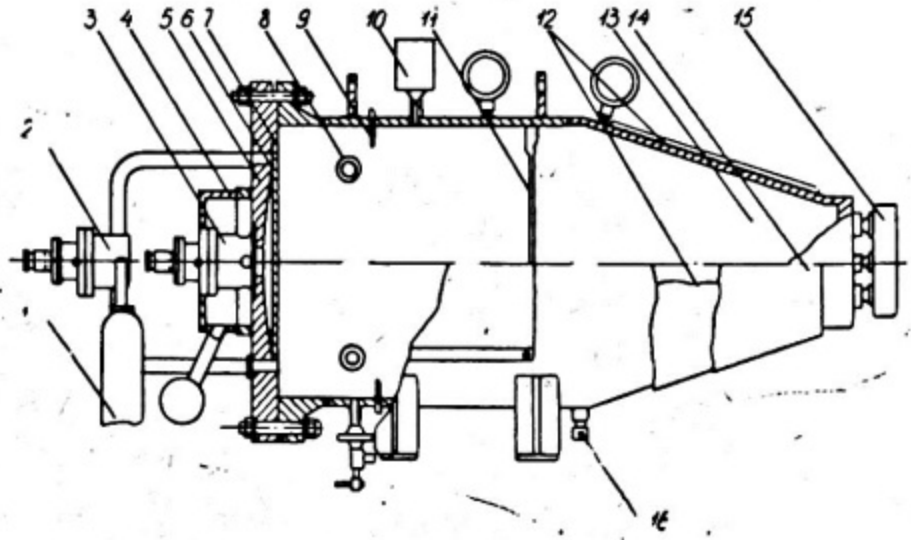


Рис. 50. Схема пузырьковой камеры:
1 — баллоны системы высокого давления; *2* — клапан подачи давления; *3* — клапан сброса давления; *4* — глушитель; *5* — задняя крышка; *6* — решетка; *7* — резиновая мембрана; *8* — осветительные лампы; *9* — датчик температуры; *10* — емкостной датчик давления; *11* — плавающее стекло, отделяющее рабочий объем, заполненный фреоном; *12* — карманы для термостатирующей воды; *13* — конусная часть, заполненная дистиллированной водой; *14* — асбестовая теплоизоляция; *15* — стереофотоаппарат; *16* — кран для выпуска воды.

янное испарение метилового спирта, а дно камеры охлаждается сухим льдом до —70°. При столь большой разнице температур пар, попадая в нижние слои камеры, конденсируется и выпадает на дно в виде капель «дождя». Таким образом, в верхней части камеры температура отвечает испарению жидкости, а у дна камеры — конденсации пара. Очевидно, где-то в середине камеры должен постоянно существовать рабочий объем, в котором находится пересыщенный пар, образующийся в камере Вильсона лишь на короткие промежутки времени после расширения. В связи с этим диффузионная камера обладает постоянной чувствительностью. Наблюдение и фотографирование частиц в этом объеме производятся через стеклянное окно *8* в крышке камеры. Управление фотографированием осуществляется системой счетчиков. Основ-

ным недостатком диффузионной камеры является ее малый чувствительный объем и сравнительно низкая плотность газа.

Пузырьковая камера. Наибольшее распространение в последнее время получили пузырьковые (жидкостные) камеры. В 1953 г. американский физик Глэзер обнаружил, что в перегретой жидкости ионы могут быть центрами парообразования. Следовательно, заряженная частица, проходящая через перегретую жидкость, оставит в ней след в виде цепочки пузырьков, который можно сфотографировать. Условия возникновения следов частиц достигаются следующим образом. Жидкость, находящаяся под большим давлением, нагревается выше температуры кипения, соответствующей атмосферному давлению, а затем достаточно быстро давление понижается до атмосферного. Если в этот момент через рабочий объем проходит заряженная частица, то созданные ею ионы станут центрами образования пузырьков (повсеместное вскипание перегретой жидкости происходит обычно через 10^{-3} *сек* после сброса давления). Пузырьковая камера может использоваться с магнитным полем. Схематически пузырьковая камера представлена на рис. 50.

В качестве рабочей жидкости можно применять самые разнообразные вещества: сжиженные водород, дейтерий, гелий, пропан, фреон, ксенон и другие. Некоторые рабочие характеристики и радиационные длины жидкостей, используемых в пузырьковых камерах, приведены в табл. 15.

Таблица 15

Жидкость	Рабочая температура T, °С	Давление насыщающих паров, *атм*	Плотность, $г/см^3$	$L_{рад}$, *см*
Водород	—246	5	0,06	1145
Пропан	60	22	0,425	108
Ксенон	—19	27,1	2,3	3,5
Фреон	30	18,8	1,5	11,0

Недостатком пузырьковой камеры является ее неуправляемость. Действительно, в жидкости ионы рекомбинируют достаточно быстро за $t \sim 10^{-9}$ *сек* и, если мы с помощью системы счетчиков получим сигнал о том, что через камеру прошла заряженная частица, то к тому моменту времени, когда будет произведено расширение и жидкость окажется способной к вскипанию вдоль следа, ионы рекомбинируют.

Пузырьковые камеры имеют и большие преимущества по сравнению с диффузионными и камерами Вильсона: большую плотность вещества, примерно в 10^3 раз большую, чем в

обычных камерах Вильсона, большие геометрические размеры, возможность работы с циклом в несколько секунд. Поэтому они нашли широкое применение для изучения частиц высоких энергий, получаемых на ускорителях. С помощью пузырьковых камер сделано много интересных и весьма важных открытий в области физики элементарных частиц (резонансов, гиперонов и антигиперонов, μ-мезонный катализ ядерных реакций и т. п.).

В заключение интересно отметить, что ни одна из трековых камер не прошла такого большого пути развития, как

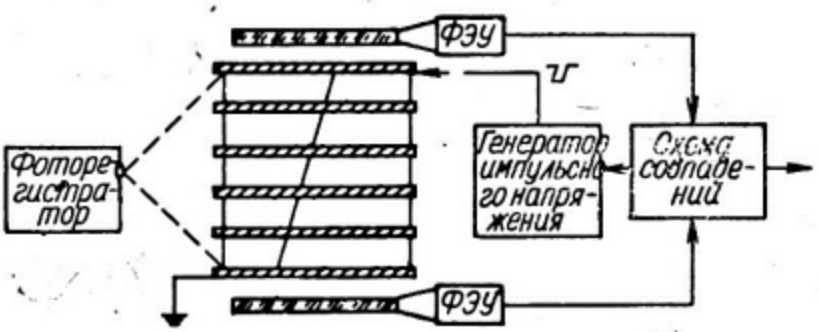


Рис. 51. Схематический чертеж искровой камеры.

пузырьковая. Если первая пузырьковая камера Глэзера имела рабочий объем приблизительно 3 *см* и помещалась в сосуде Дьюара, то в настоящее время созданы пузырьковые камеры — гиганты объемом в десятки кубических метров и наполняемые самыми разнообразными жидкостями. Так, в Серпухове, в Институте физики высоких энергий эксплуатируется совместно с Францией водородная камера «Мирабель» ($V=10$ *м*^{3}), в Церне работает пузырьковая камера с рабочим объемом 11 *м*^{3} (смесь пропана и фреона) $L=4{,}5$ *м*; $\varnothing=1{,}92$ *м*; $H=21$ *кгс*.

Такие уникальные пузырьковые камеры могут с успехом использоваться и для изучения весьма редких нейтринных взаимодействий.

Искровая камера. След заряженной частицы в искровой камере становится виден из-за искрового пробоя газа вдоль ионизованного пути частицы. Обычно искровая камера — это набор пластин — электродов, расположенных в некотором герметическом объеме, заполненном каким-нибудь благородным газом (гелий, неон, аргон). Если после прохождения через камеру частицы, на ее электроды подать короткий (приблизительно 10^{-7} *сек*), но большой по амплитуде (приблизительно $5 \div 10$ *кв* на 1 *см* зазора) импульс, то вдоль ее траектории в каждом искровом промежутке возникает искровой разряд, достаточно яркий как для визуального наблюдения, так и для фотографирования. На рис. 51 показан схематический чертеж искровой камеры. Искровые камеры име-

ют ряд существенных преимуществ перед другими трековыми детекторами. По сравнению с камерой Вильсона и пузырьковой камерой, в которых процессы образования следов термодинамические и относительно медленные, искровая камера является электронным прибором, обладающим на несколько порядков меньшим временем чувствительности и мертвым временем. В результате существенно повышается цикличность работы камеры и снижается фон посторонних частиц, что приводит к более быстрому набору статистики и более простой обработке материала. Информация, снимаемая с искровой камеры, легко поддается автоматизации, что позволяет обойтись без длительного фотографического процесса. При этом может быть использован как свет, испускаемый искрами, так и электрический ток и сопутствующие искрам ударные и звуковые волны. Автоматические искровые камеры — нитяная (токовая), акустическая, видиконная — получили широкое распространение в экспериментах на ускорителях, где они работают в непосредственной связи с ЭВМ (on line), передавая на машину закодированную в цифрах информацию прямо в процессе эксперимента.

Искровая камера — более простой и дешевый прибор по сравнению с другими трековыми детекторами, что позволяет изготовлять камеру для конкретного эксперимента, учитывая его специфику. Отсюда большое разнообразие конструкций камер (плоские, цилиндрические, многозазорные и т. д.), использование различных материалов в качестве электродов (металлические пластины, фольги, стекла с проводящим покрытием, сетки), которые могут служить, так же как мишени, и содержать в зависимости от требований эксперимента практически любое количество вещества. Это делает искровые камеры удобным детектором нейтральных частиц и особенно нейтрино. При этом нейтральные частицы (γ-кванты, K^0-мезоны, нейтрино) регистрируются по заряженным продуктам, а большое количество вещества, содержащегося в пластинах, мишенях, позволяет исследовать процессы, идущие с малыми сечениями (например, нейтринные эксперименты, проводимые в Брукхейвене (США) и ЦЕРНе, в которых изучались реакции взаимодействия нейтрино с ядрами железа ($\sigma \sim 10^{-44}$ *см*^{2}/*нуклон*)). Гигантские системы искровых камер объемом в десятки кубометров и весом в тысячи тонн созданы в настоящее время на больших ускорителях (ЦЕРН, Батавия (США), Серпухов (СССР)) для экспериментов с нейтрино и поиску W-бозона.

В последнее время развивались и получили широкое распространение новые типы газоразрядных детекторов: широкозазорная искровая, стримерная камеры. В стримерной камере разряд не доводится до искрового пробоя, как в искровой камере, а обрывается на ранней стадии роста стримеров,

инициированных электронами вдоль следа заряженной частицы. След частицы становится видимым за счет свечения плазмы стримеров.

Стримерная камера, оставаясь электронным прибором по временным характеристикам (время чувствительности приблизительно 10^{-6} *сек*, мертвое время приблизительно 10^{-3} *сек*), обладает всеми свойствами истинно трековых детекторов: регистрацией частиц независимо от их числа, направления, длины пробега, энергии и ионизующей способности.

Фотоэмульсионная камера стала применяться лишь после того, как в конце 40-х годов советские физики Мысовский и Жданов создали специальные ядерные фотоэмульсии (толщиной свыше 100 *мк*) и методы их обработки.

Заряженные частицы, проходящие через ядерные эмульсии, ионизуют кристаллы бромистого серебра, входящего в состав эмульсии. Ионизованные зерна бромистого серебра, расположенные вдоль траектории частицы, приобретают способность к восстановлению. В результате проявления путь заряженной частицы становится видимым под микроскопом: на светлом фоне наблюдается цепочка из черных зерен восстановленного металлического серебра. Вид следа (его плотность, длина, извилистость) зависит от свойств проходящей частицы (заряда, скорости, массы). Например, чем больше заряд частицы и меньше ее скорость, тем больше потери энергии частицы на ионизацию, тем плотнее и толще будет след частицы. След легких частиц будет более извилистым, так как величина угла многократного рассеяния частицы при заданной скорости обратно пропорциональна массе частиц.

Для исследования ядерных взаимодействий под действием частиц высоких энергий используются эмульсионные камеры. Последние собираются из любого числа эмульсионных слоев толщиной 300—600 *мк* каждый (такая толщина удобна и для обработки эмульсий, и для их просмотра под микроскопом) и могут иметь любые размеры. Для нахождения продолжения следов частиц в соседних слоях на камеру наносится единая координатная сетка при помощи тонкого пучка рентгеновских лучей. Самая большая эмульсионная камера (800 слоев толщиной 600 *мк* каждый и размером 50×20 *см*) использовалась в нейтринных экспериментах. С помощью этого метода выполнено огромное количество работ и сделано немало открытий в физике элементарных частиц — π-мезонов, K-мезонов, некоторых гиперонов,— а также определен состав первичного космического излучения.

Фотоэмульсионный метод имеет самое высокое пространственное разрешение — в 10^3 раз лучше пузырьковых камер, но просмотр облученных эмульсий — весьма длительный и трудоемкий процесс. К недостаткам фотоэмульсионного ме-

тода надо также отнести низкое разрешение по времени (практически невозможно связать зарегистрированные процессы по времени).

Рассмотренные выше трековые детекторы являются основными приборами, используемыми в современных физических исследованиях. В табл. 16 приводятся сравнительные характеристики трековых приборов.

Таблица 16

Камера	Чувствительное время	Мертвое время восстановления, *сек*	Пространственная точность воспроизведения события, *см*	Управляемость
Вильсона	10^{-2}	60	10^{-1}	Управляемая
Диффузионная	∞	0	10^{-1}	»
Пузырьковая	10^{-3}	1	10^{-1}	Неуправляемая
Искровая	10^{-6}	10^{-4}	10^{-1}	»
Фотоэмульсионная	∞	0	10^{-4}	»

При прохождении через диффузионную камеру большого числа заряженных частиц происходит обеднение рабочего объема парами жидкости. Поэтому требуется некоторое время, пока новые порции паров не поступят в рабочую область.

Во многих физических исследованиях используются комбинации из трековых приборов и счетчиков, позволяющие измерять различные характеристики частиц и ядерных процессов. Обычно трековые приборы работают с телескопами (системами), состоящими из счетчиков Гейгера — Мюллера, сцинтилляционных или черенковских счетчиков. Можно использовать в экспериментах и сочетание трековых детекторов (сочетание пузырьковой и искровой, искровой и эмульсионной камер и т. п.).

§ 5. Радиохимические методы выделения продуктов ядерных реакций

Большую помощь в изучении различных ядерных превращений оказывает химическое исследование радиоактивных продуктов реакции. Но радиоактивные изотопы даже при использовании самых мощных современных ускорителей и ядерных реакторов получаются в незначительных количествах. Радиохимия, основателями которой являются Мария и Пьер Кюри, создала специальные методы разделения весьма малых количеств разных изотопов. Применение методов радиохимии приводит к значительному повышению концентрации изучаемого радиоактивного изотопа. С одним из мето-

дов — методом ионного обмена на специальных синтетических смолах — познакомимся при изучении трансурановых элементов. Остановимся коротко еще на одном методе — методе инертных спутников.

Мария Кюри, изучив свойства соединений урана, обнаружила, что при добавлении к водному раствору сернокислого уранила UO_2SO_4, раствора хлорида бария $BaCl_2$ большая часть радиоактивного раствора оказывалась сосредоточенной в осадке, содержащем $BaSO_4$. Спектральное исследование показало, что в осадке содержится новый элемент, названный радием. Содержание этого элемента в урановой руде ничтожно: на 1 *кг* руды приходится не более 0,00036 *г* радия.

Осадить радий в виде сернокислой соли $RaSO_4$ не удавалось, хотя она и очень плохо растворяется в воде. Дело в том, что абсолютно нерастворимых веществ в природе нет и поэтому ничтожные количества $RaSO_4$ сами по себе растворились бы в воде. Если же добавить соли бария, то радий, будучи родственным барию по своим химическим свойствам, осаждается в виде $RaSO_4$ вместе с $BaSO_4$. В данном случае соль бария, не обладающая радиоактивностью, является инертным носителем осаждаемых радиевых соединений. Таким образом, возник широко применяемый в радиохимии метод инертных спутников.

Для каждого изотопа, возникающего в результате ядерной реакции, в том числе и для каждого нового элемента, по месту, занимаемому им в периодической системе Менделеева, можно заранее предсказать, какими химическими свойствами он должен обладать и к каким элементам он близок по химическим свойствам. Поэтому заранее известны соединения элементов, которые должны выбираться в качестве инертных спутников.

После открытия искусственной радиоактивности метод инертных спутников получил еще более широкое применение. В качестве инертных спутников стали использовать соединения устойчивых изотопов. Если, например, в сероуглероде произошла ядерная реакция с образованием фосфора

$$S^{32}\,(np)\,P^{32},$$

то атомы фосфора сначала отмываются от сероуглерода водой, а затем в чрезвычайно разбавленный раствор радиоактивной фосфорной кислоты добавляется кислота, содержащая нерадиоактивный изотоп P^{31}. После этого P^{32} очень хорошо осаждается вместе с инертным спутником P^{31} обычным способом.

Ознакомившись с основными методами регистрации продуктов ядерных реакций, перейдем к рассмотрению методов их осуществления.

ГЛАВА VI

МЕТОДЫ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

§ 1. Методы ускорения заряженных частиц

При помощи естественных радиоактивных источников частиц удалось осуществить большое количество ядерных реакций и сделать многие важные открытия. Но так как максимальная энергия, например α-частиц, испускаемых радиоактивными изотопами, не превышает 10 *Мэв*, то уже для ядер с зарядом $Z > 30$ наблюдение ядерных взаимодействий из-за существования кулоновского барьера оказывается невозможным. Интенсивность испускаемых α-частиц также невелика. Поэтому для дальнейшего изучения ядерных превращений необходимо было создать ускорители, которые бы давали интенсивные пучки заряженных частиц большой энергии.

Развитие ускорителей шло очень быстро. Первые ускорители заряженных частиц были созданы в 30-х годах и позволяли ускорить частицы лишь до энергий порядка 10 *Мэв*. Дальнейшее совершенствование ускорительной техники привело к тому, что примерно за каждые 6—7 лет максимальная энергия ускоряемых частиц увеличивалась на порядок. В настоящее время созданы различные типы ускорителей электронов, протонов, α-частиц, многозарядных ионов, на которых можно получать частицы с энергией в десятки гигаэлектронвольт, а также сильноточные ускорители и накопители частиц.

Рассмотрим некоторые типы ускорителей.

Линейные ускорители. При прохождении заряженной частицы в электрическом поле с разностью потенциалов V ее энергия возрастает на величину, равную произведению заряда Ze на разность потенциалов V, т. е. ZeV. Ускорители, в которых заряженные частицы ускоряются в прямолинейной вакуумной камере, называются линейными.

Одним из первых высоковольтных электрических ускорителей является электростатический генератор Ван де Граафа (рис. 52). В генераторе Ван де Граафа заряженные частицы приобретают энергию под действием постоянного электрического поля. Электроды генератора Ван де Граафа выполня-

ются в виде громадных шаров P (при шаровой форме проводника утечка заряда минимальна). Электрический заряд с помощью движущейся ленты из изоляционного материала переносится от источника тока к собирающему электроду, на котором накапливается большой заряд, и создается высокая разность потенциалов между верхним и нижним электродами. Эта разность потенциалов (приблизительно

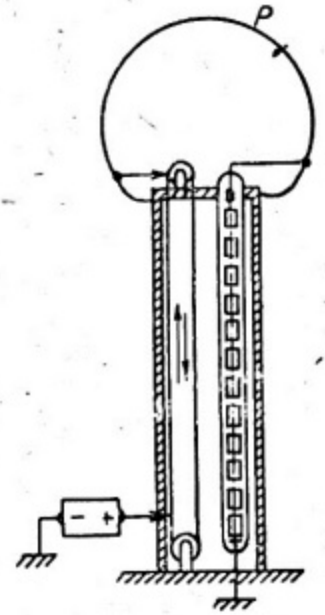


Рис. 52. Схема генератора Ван де Граафа.

$(2 \div 5)10^6$ V) и ускоряет положительные ионы. Генератор Ван де Граафа широко используется и в настоящее время, так как позволяет получать потоки p, α и более тяжелых ядер большой интенсивности.

В последнее время получили распространение резонансные линейные ускорители, в которых используется переменное электрическое поле. В этих ускорителях расстояние между большим количеством электродов подбирается так, что частица проходит все ускоряющие промежутки при одной и той же фазе электрического поля.

Особенно перспективным и уже реализованным на самых крупных электронных ускорителях является способ, использующий «бегущую волну». Ускорение с помощью бегущей волны происходит следующим образом: в длинном волноводе создается бегущая волна, которая поддерживается мощными генераторами (клистронами), подключенными к волноводу через определенные промежутки. Впрыскиваемые с одного конца заряженные частицы подхватываются волной и, оказавшись на ее «гребне», движутся вдоль волновода. Находящиеся на гребне волны частицы как бы оказываются в постоянном электрическом поле и, следовательно, увеличивают свою скорость.

Но для того чтобы ускорение продолжалось, необходимо, чтобы скорости волны и частицы совпадали, либо были близкими. Именно поэтому метод бегущей волны используется для ускорения электронов. Действительно, уже при энергии электронов 5 *Мэв* их скорость мало отличается от скорости света (всего на 0,5%) и, так как скорость бегущей волны также близка к скорости света, электрон в процессе всего ускорения практически находится на гребне волны.

Первый ускоритель на бегущей волне был построен в СССР в Харьковском физико-техническом институте. Его длина 200 *м*, и он ускоряет электроны до 2 *Гэв*. Самый большой в мире ускоритель такого типа имеет длину 3,6 *км* и ускоряет электроны до 20 *Гэв* (США).

Циклические ускорители. В циклических ускорителях (циклотрон, синхрофазотрон и др.) ускорение частиц происходит при многократном прохождении электрического поля. Магнитное же поле используется для удержания частицы на круговой орбите.

Первым циклическим ускорителем, созданным Лоуренсом в 1930 г., был циклотрон, в котором частицы ускоряются переменным электрическим полем. Вакуумная камера, в которой происходит ускорение частиц, помещена в магнитное поле. Внутри камеры циклотрона расположены два электрода — дуанты (рис. 53). К дуантам прикладывается переменное напряжение. В камере поддерживается высокий вакуум (10^{-9} *атм*). Выходя из расположенного в центре камеры ионного источника, положительные ионы устремляются к дуанту, заряженному в этот момент отрицательно. Попадая внутрь дуанта, ионы заворачиваются магнитным полем и вновь оказываются в зазоре. Если знак приложенного к дуантам электрического поля изменится к этому времени на противоположный, то ионы будут ускоряться и соответственно будет увеличиваться радиус. Скорость движения иона v в магнитном поле H связана с радиусом обращения r следующим соотношением:

$$v = \frac{ZeHr}{mc}, \qquad \text{(VI.1)}$$

где Ze — заряд иона; m — его масса.

Период его обращения равен, следовательно,

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi mc}{ZeH}. \qquad \text{(VI.2)}$$

Из этой формулы следует, что для ионов с данной массой и зарядом Ze период обращения не зависит ни от радиуса обращения иона, ни от его энергии. Поэтому если магнитное поле постоянно, то в процессе ускорения ион будет попадать в зазор через одинаковые промежутки времени. Это и позво-

ляет осуществить процесс многократного ускорения, приложив к дуантам переменное электрическое напряжение с частотой

$$f = \frac{2\pi}{T} = \frac{ZeH}{mc}. \qquad \text{(VI.3)}$$

Поскольку частота обращения ионов совпадает с частотой колебаний напряжения на дуантах, при каждом прохожде-

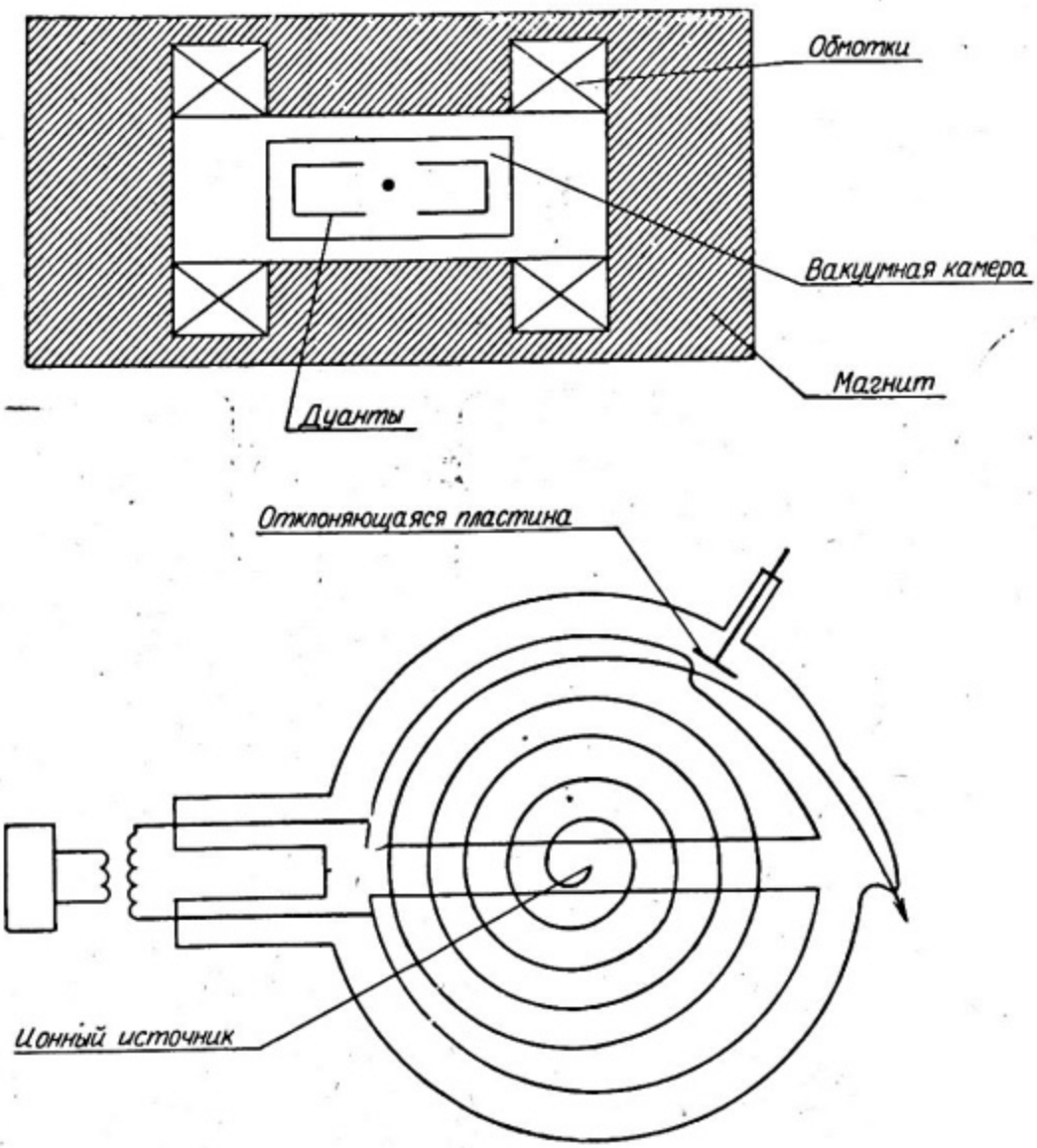


Рис. 53. Схема устройства циклотрона.

нии зазора должна возрастать энергия ионов. За один оборот энергия частицы увеличивается всего на несколько десятков килоэлектрон-вольт. Однако в процессе ускорения частицы совершают сотни оборотов, и величина их энергии достигает десятков мегаэлектрон-вольт. Размеры циклотронов не

слишком велики: так, например, циклотрон, дающий протоны с $E=10$ *Мэв*, имеет магнит весом в 200 *т*, диаметр полюсов 1,5 *м*.

Циклотрон оказался чрезвычайно удобным прибором для ускорения протонов, дейтонов и α-частиц до энергий в несколько мегаэлектрон-вольт (примерно до 20 *Мэв*). Однако для ускорения частиц до энергий порядка сотен мегаэлектрон-вольт и больше циклотрон непригоден. Это связано с тем, что при таких энергиях происходит заметное возрастание массы частиц (см. гл. I, § 3) и нарушается основное условие ускорения частиц в циклотроне: меняется период обращения ускоряемых частиц и тем самым нарушается синхронность движения частиц и частоты переменного напряжения, подаваемого на дуанты.

У электронов зависимость массы от скорости проявляется намного раньше, чем у других заряженных частиц, поэтому для ускорения электронов используется иной принцип — индукционный. Первый индукционный ускоритель электронов — бетатрон — построил в 1940 г. Керст (США). По принципу работы бетатрон сходен с обычным трансформатором, роль вторичной обмотки которого выполняет пучок электронов, движущихся по постоянной круговой орбите. Эту орбиту пронизывает переменный во времени магнитный поток, который индуцирует ускоряющее вихревое электрическое поле. Путем специального подбора конфигурации магнитного поля достигается такое соотношение между ускоряющим электроны электрическим полем и удерживающим их на орбите переменным магнитным полем, при котором радиус орбиты остается постоянным за все время ускорения. В тороидальной камере бетатрона поддерживается вакуум до 10^{-9} *атм*. Источником электронов служит раскаленная нить инжектора — электронной пушки.

В бетатроне также существует определенный предел достижимой энергии. Этот предел обусловлен тем, что электроны, движущиеся в магнитном поле, теряют часть энергии на излучение. С увеличением энергии электронов быстро растут и потери на излучение. В настоящее время построены бетатроны до энергий 300 *Мэв*.

В 1944 г. советский физик В. И. Векслер предложил ряд новых типов ускорителей, основанных на открытом им принципе автофазировки *. Автофазировка — свойство резонансных ускорителей автоматически подгонять положение частиц по отношению к необходимой фазе ускоряющего напряжения. Для пояснения принципа автофазировки рассмотрим рис. 54, на котором приведен график колебания напряжения электрического поля, приложенного к дуантам циклотрона. Пусть по-

* Несколько позднее этот принцип выдвинул Макмиллан (США).

ложительные значения напряжения приводят к ускорению частицы, а отрицательные — к ее торможению. Частица, попавшая в зазор между дуантами в момент A, соответствующий фазе $\varphi=90°$, получит максимальное приращение энергии, пропорциональное величине AK. Если масса частицы практически не меняется, то период обращения также остается постоянным и при последующих прохождениях зазора частица будет приобретать такую же порцию энергии ($AK=A'K'=A''K''$ и т. д.). Период обращения частицы бу-

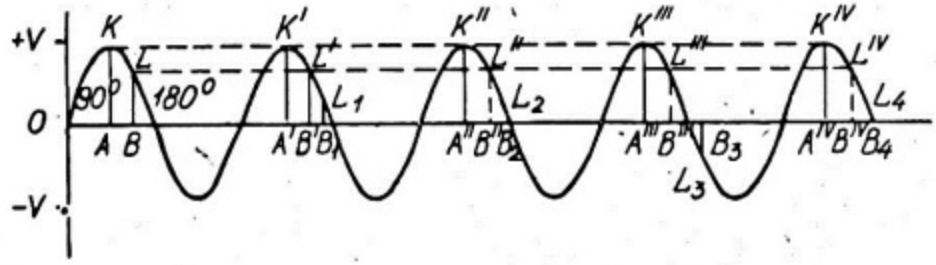


Рис. 54. Пояснение принципа автофазировки.

дет оставаться равным периоду ускоряющего поля. Точно так же частица, оказавшаяся в зазоре в момент B, будет обращаться с постоянным периодом, получая каждый раз в зазоре энергию, пропорциональную $BL=B'L'=B''L''$ и т. д. Эта частица будет также ускоряться, хотя для ее ускорения до максимальной энергии потребуется более длительный промежуток времени.

Будем теперь считать, что частицы ускорены до энергий, при которых уже сказывается зависимость массы от скорости. Если такая частица попадает в зазор между дуантами, например в момент времени B_1, то благодаря увеличению энергии частицы возрастет и ее масса. Из формулы (VI.2) следует, что при этом период обращения частицы также возрастет и превысит период ускоряющего электрического поля. Поэтому в следующий раз частица попадает в зазор с некоторым запозданием — в момент B_2. Энергия частицы снова увеличится, но уже на меньшую величину, пропорциональную B_2L_2. Так будет продолжаться, до тех пор пока частица не попадет в зазор в момент B_3, когда напряжение станет отрицательным и вместо ускорения электрическое поле начнет замедлять ее. Вследствие замедления масса частицы и период ее обращения будут уменьшаться, до тех пор пока частица опять не попадет в область фаз между 90 и 180°, в которой электрическое поле снова будет ее ускорять.

Таким образом, в процессе ускорения период обращения частицы и, следовательно, момент прохождения зазора, т. е. фаза ускоряющего электрического напряжения, при которой частица попадает в зазор, будут колебаться около определен-

ного так называемого «равновесного» значения. Частица как бы сама выбирает определенную фазу своего попадания в зазор между ускоряющими электродами, откуда и возникло название принципа автофазировки. Она сохраняется и в том случае, если по мере ускорения частицы и роста ее массы медленно увеличивать магнитное поле или уменьшать частоту электрического поля. Такие колебания фазы частицы приводят к устойчивому движению с колебанием около некоторой равновесной орбиты определенного радиуса. Если размеры камеры ускорителя превышают максимальное отклонение частиц от равновесной орбиты, то эти колебания не будут мешать ускорению частиц.

На основе принципа автофазировки был разработан ряд циклических ускорителей релятивистских заряженных частиц: синхротроны, синхроциклотроны (фазотроны) и синхрофазотроны, а также рассмотренный ранее линейный ускоритель электронов на бегущей волне.

Синхротрон — ускоритель, предназначенный для ускорения электронов. Конструктивно синхротрон мало отличается от бетатрона. В нем также используется вакуумная тороидальная камера, помещенная в магнитное поле. Начальная стадия ускорения электронов производится, как в бетатроне. Когда энергия электронов достигает несколько мегаэлектронвольт, их скорость становится очень близкой к скорости света и далее почти не меняется. Поэтому дальнейшее ускорение электронов можно обеспечить, как в циклотроне, при помощи переменного электрического поля с постоянной частотой. Радиус орбиты, по которой движутся электроны, сохраняется постоянным благодаря возрастанию в процессе ускорения магнитного поля. На рис. 55 приведена схема устройства синхротрона. В настоящее время построены синхротроны до энергий в несколько гигаэлектрон-вольт. В 1967 г. в Советском Союзе (в Ереване) вступил в строй синхротрон, позволяющий ускорять электроны до 6 *Гэв*.

Синхроциклотрон (фазотрон) — ускоритель заряженных частиц (p, d, α), масса которых значительно изменяется в ходе ускорения. В фазотроне, как и в циклотроне, частицы движутся в постоянном магнитном поле по развертывающейся спирали. По мере ускорения частиц и роста их массы уменьшается частота ускоряющего электрического поля. Подача ионов в камеру и вывод пучка наружу в принципе осуществляются, так же как и в обычных циклотронах. Однако из-за изменения частоты электрического поля ускоритель работает отдельными циклами, повторяющимися несколько десятков раз в секунду.

В Советском Союзе был построен первый в мире фазотрон, ускоряющий протоны до энергии в 680 *Мэв* в Объединенном институте ядерных исследований (Дубна). Диаметр

полюсов его магнита достигает 6 *м* при величине магнитного поля приблизительно 15 тыс. *э* и общем весе магнита около 7000 *т*. Фазотрон позволяет также ускорять дейтоны до энергии 420 *Мэв*, α-частицы — до 340 *Мэв*. Взаимодействие уско-

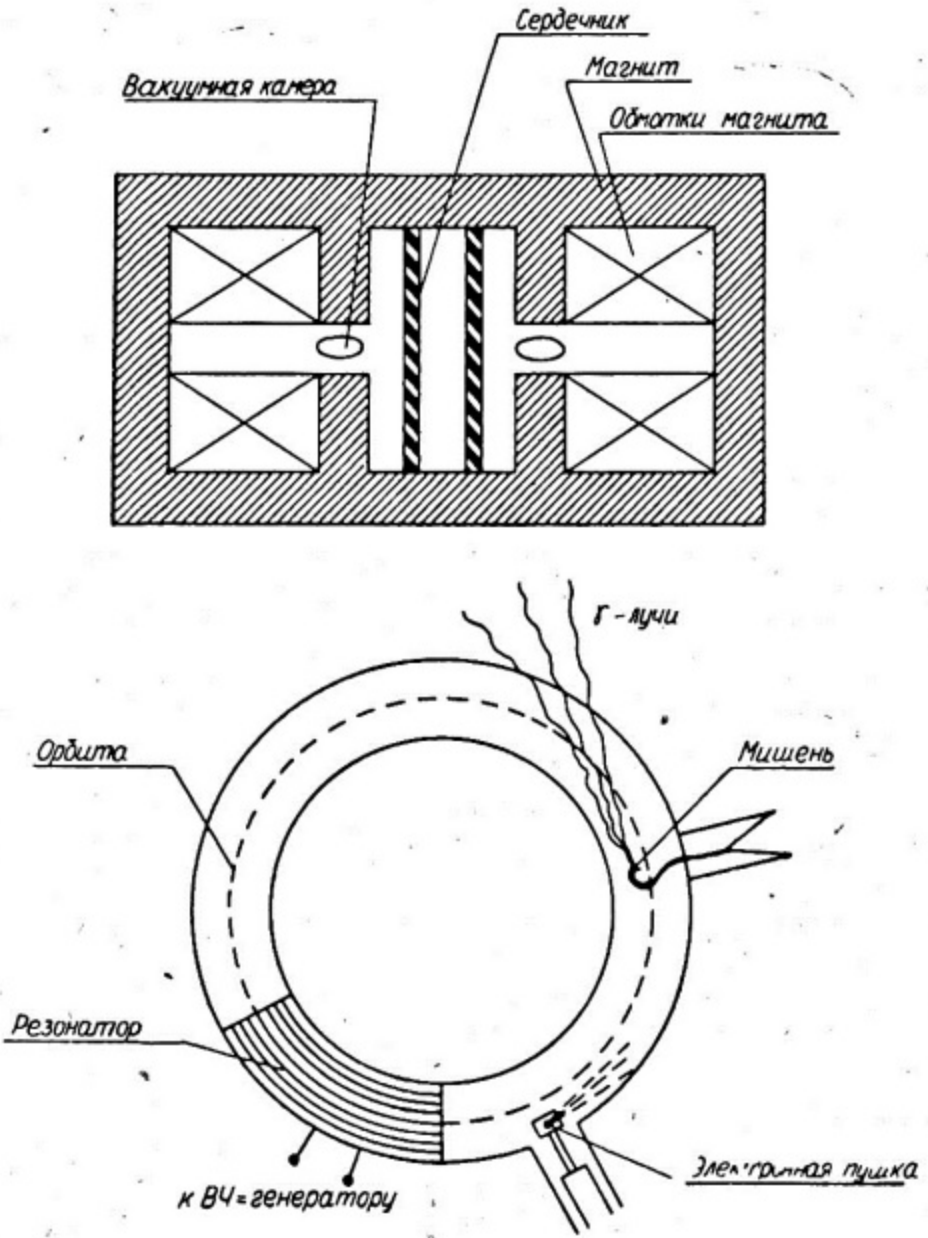


Рис. 55. Схема устройства синхротрона.

ренных протонов с веществом позволяет получать π-мезоны с энергией до 400 *Мэв*. В Советском Союзе в Гатчине (под Ленинградом) построен самый большой в мире фазотрон, ускоряющий протоны до энергии в 1000 *Мэв*. Строительство фазотронов на бо́льшую энергию становится экономически невыгодным из-за огромной стоимости постоянного магнита.

Синхрофазотроны — ускорители протонов до «сверхвысоких» энергий. В синхрофазотронах в ходе ускорения одновременно с уменьшением частоты электрического поля осуществляется возрастание магнитного поля. Частицы в процессе всего цикла ускорения движутся по круговой орбите с постоянным радиусом. Это позволяет использовать кольцевые электромагниты, которые гораздо компактнее, чем постоянные магниты фазотронов, рассчитанных на ту же энергию.

В СССР в 1957 г. пущен синхрофазотрон ОИЯИ, ускоряющий протоны до энергии 10 *Гэв*.

Радиус кольцевого магнита этого ускорителя приблизительно 28 *м*, вес магнита — 36 тыс. *т*. Ускоряемые протоны вводятся в камеру из линейного ускорителя, сообщающего протонам предварительное ускорение до энергии в 9 *Мэв*. За один оборот энергия протонов увеличивается на 2,2 *кэв*. Цикл ускорения продолжается 3,3 *сек*. Совершая за это время 4,5 млн. оборотов и пройдя путь около 800 тыс. *км*, протоны ускоряются до 10 *Гэв*.

Наряду с созданием гигантских ускорителей ученые разных стран работают над совершенствованием принципов ускорения. В частности, был разработан оригинальный способ улучшения условий фокусировки в ускорителях релятивистских частиц (жесткая фокусировка). Обычно под фокусировкой понимают использование магнитных полей для обеспечения устойчивости движения ускоренных частиц в радиальном и вертикальном направлениях вдоль равновесной орбиты. Предварительно ускоренные частицы при попадании в вакуумную камеру синхрофазотрона будут обладать разбросом по энергии и по углу. Это приводит к тому, что лишь малая часть частиц сразу попадает на равновесную орбиту. Основная же масса будет совершать колебания в радиальном и вертикальном направлениях. В процессе ускорения частицы соберутся (сфокусируются) около равновесной орбиты, но первоначальные колебания частиц настолько велики, что приходится делать вакуумное кольцо значительных поперечных размеров, и, следовательно, необходимы большие магниты. Так, поперечные размеры кольца синхрофазотрона ОИЯИ ($E=10$ *Гэв*) составляют $2\times0{,}5$ $м^2$.

На этом ускорителе фокусирование пучка осуществлялось подбором градиента магнитного поля с осевой симметрией. Это слабый или, как принято говорить, мягкий способ фокусировки. Поэтому и ускоритель получил название ускорителя с мягкой фокусировкой. Установкой специальных магнитных линз можно существенно уменьшить отклонение частиц от равновесной орбиты, т. е. сжать пучок. Такой способ называется жесткой фокусировкой. При этом уменьшаются раз-

меры вакуумной камеры (до десятка сантиметров), а следовательно, размеры и мощность питания электромагнита. Так, например, в 1967 г. в Советском Союзе в Серпухове введен в строй самый большой в мире синхрофазотрон * с жесткой фокусировкой, ускоряющий протоны до 70 *Гэв*.

В настоящее время разработан ряд проектов синхрофазотронов-гигантов на сверхвысокие энергии. В СССР разработан проект на 1000 и 5000 *Гэв*, в США — на 1000 *Гэв*, в Церне — на 300 *Гэв*. Одним из основных препятствий на пути создания гигантских ускорителей на сверхвысокие энергии, не считая, конечно, финансового барьера ** — это жесткие требования, предъявляемые к фокусировке. Для хорошей жесткой фокусировки в синхрофазотронах, имеющих диаметр ускорительного кольца 1—2 *км*, элементы магнитной фокусировки должны быть изготовлены и смонтированы с точностью до 1 *мм*, а сталь для всех секций магнита должна быть взята из одной плавки, так как даже ничтожные различия в составе металла могут ухудшить фокусировку пучка.

Проект кибернетического ускорителя протонов на 1000 *Гэв* был разработан группой советских ученых под руководством акад. А. Л. Минца. Использование кибернетической системы для коррекции орбиты ускоряемых частиц облегчит создание ускорителей сверхвысоких энергий, поскольку оно позволяет снизить требования к точности магнитной системы и во много раз уменьшит ее вес. Предложенный способ автоматической коррекции магнитного поля и соответственно орбиты заключаются в следующем. Вдоль орбиты пучка ускоряемых протонов устанавливаются датчики, собирающие сведения о положении пучка и передающие их на ЭВМ. Получаемая информация дает представление о состоянии магнитного поля и используется для его коррекции с помощью дополнительных магнитных линз. Работой корректирующих устройств также управляет ЭВМ.

В данном проекте предусмотрены три стадии ускорения протонов: ускорение до 800 *Мэв* в линейном ускорителе, ускорение в промежуточном кольце-бустере до 18 *Гэв* и ускорение в кольце самого ускорителя до 1000 *Гэв*. Радиус большого ускорительного кольца — 2080 *м*, длина 15,5 *км*, площадь поперечного сечения эллиптической камеры — 26 *см*^{2}. Система автоматической коррекции содержит 264 датчика и 528 корректирующих устройств.

В настоящее время построена действующая модель кибернетического ускорителя со средним радиусом орбиты 8,5 *м*,

---

* В 1972 г. в США запущен ускоритель протонов с энергией 200 *Гэв*.

** По опубликованным данным стоимость ускорителя на 1000 *Гэв* превышает 1 млрд. долл.

позволяющая ускорять протоны до 1 *Гэв*. В качестве инжектора используется генератор Ван де Граафа ($E_p = 1$ *Мэв*). Камера выполнена в виде овальной трубки (1,6×2,2 *см*²) из нержавеющей стали (вес магнита с обмотками 16 *т*). Число инжектируемых частиц составляет $(2{,}5 \div 5) \cdot 10^{10}$ в секунду. Точность измерения сдвига орбиты по радиусу — 0,25 *мм*.

Ускорители на встречных пучках. Идея создания встречных пучков (пучки ускоренных частиц направляются навстречу друг другу) высказывалась очень давно, но возможности ее реализации появились лишь в самые последние годы. При столкновении ускоренных пучков частиц благодаря релятивистскому закону сложения скоростей энергия сталкивающихся частиц не просто удваивается, а возрастает во много раз. Соотношение между энергией частиц в обычном ускорителе и эквивалентной энергией E' в ускорителе со встречными пучками частиц с массой m_0 довольно легко получить, и оно имеет вид

$$E = \frac{2(E')^2}{m_0 c^2}. \qquad \text{(VI.4)}$$

Действительно, сталкивающиеся частицы в ускорителе на встречных пучках эквивалентны системе центра инерции (с.ц.и.), а пучок частиц в ускорителе с неподвижной мишенью — лабораторной системе L, и задача практически сводится к релятивистскому преобразованию скоростей при переходе из одной системы в другую.

Пусть в L-системе имеем частицу с массой m_0, скоростью v, энергией E, в с.ц.и.— две частицы с массой m_0, скоростью $v_{\text{с.ц.и}}$ и энергией E'. Используя правило релятивистского сложения скоростей, получаем

$$v = \frac{v_{\text{с.ц.и}} + v_{\text{с.ц.и}}}{1 + \frac{v_{\text{с.ц.и}} v_{\text{с.ц.и}}}{c^2}} \quad \text{или} \quad \beta = \frac{\beta_{\text{с.ц.и}} + \beta_{\text{с.ц.и}}}{1 + \beta^2_{\text{с.ц.и}}}.$$

Учитывая, что $E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$, и вводя $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E}{m_0 c^2}$,

получаем соотношение $\gamma = 2\gamma^2_{\text{с.ц.и}} - 1$, или в пределе $\gamma = 2\gamma^2_{\text{с.ц.и}}$, т. е. формулу (VI.4),

$$E = \frac{2(E')^2}{m_0 c^2}.$$

Применяя соотношение (VI.4), находим, что ускоритель на встречных пучках протонов с энергией 20 *Гэв* каждый будет эквивалентен по энергии обычному 1000 *Гэв* протонному ускорителю. Особенно велик выигрыш для легких частиц — электронов; ускоритель со встречными пучками электронов с энергией 130 *Мэв* эквивалентен 70 *Гэв* ускорителю.

Сейчас в ряде стран имеется несколько действующих ускорителей со встречными пучками. Запущен ускоритель на встречном протон-протонном пучке (Церн, 2×30 *Гэв*), разрабатывается проект протон-антипротонного пучка (СССР, 2×25 *Гэв*).

В Советском Союзе, в Новосибирске, под руководством акад. Г. И. Будкера было создано три установки: ВЭП-1

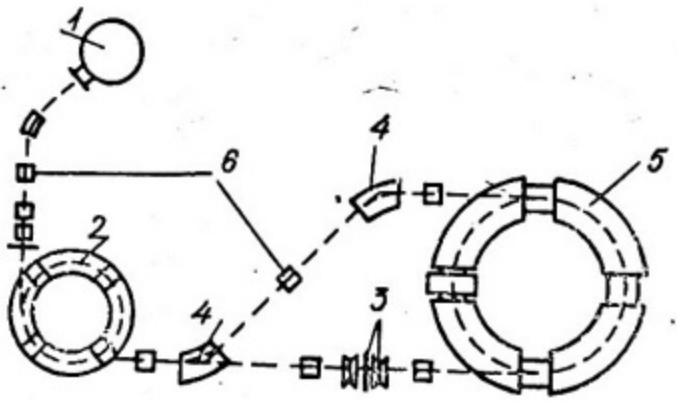


Рис. 56. Схема установки ВЭПП-2:
1 — инжектор; *2* — синхротрон Б-3м; *3* — конвертор; *4* — параболические линзы; *5* — накопительная дорожка; *6* — поворотные магниты.

(встречные электронные пучки, в настоящее время демонтированная), ВЭПП-2 и ВЭПП-3 (встречные электрон-позитронные пучки).

Для реализации метода встречных пучков необходимо строительство ускорителя и накопителя частиц. Накопители обычно сооружаются как отдельные установки в виде кольца. В новосибирской установке ВЭПП-2, схема которой представлена на рис. 56, в качестве ускорителя использовался синхротрон *2*. Ускоренный до 200 *Мэв* электронный пучок раздваивается: часть пучка попадает в накопитель, часть — в конвертор *3*, где электроны превращаются в позитроны (выход позитронов мал, приблизительно 10^{-5}), которые также поступают в накопитель *5*. В накопителе электроны и позитроны ускоряются до 700 *Мэв*, накапливаются, а затем сталкиваются. Время жизни частиц составляет десятки часов, максимально накапливаемый ток позитронов приблизительно 50 *ма*. На этой установке могут проводиться самые разнообразные эксперименты по изучению аннигиляции позитронов и электронов с образованием π-, K-мезонов и резонансов. Однако несмотря на то что на ускорителе со встречными пучками можно решать весьма актуальные проблемы современной физики и что они компактны и, по-видимому, экономичнее обычных ускорителей на сверхвысокие энергии, они не смогут заменить последние. Очень многие

фундаментальные проблемы не могут быть решены с помощью ускорителей со встречными пучками. В частности, на них нельзя получать вторичные пучки π-, K-мезонов, антипротонов, а также пучки нейтрино.

Когерентный метод ускорения частиц. В последние годы советские ученые предложили принципиально новые идеи ускорения заряженных частиц, основанные на использовании свойств плазмы. Так акад. В. И. Векслер разработал метод когерентного ускорения частиц, на основе которого В. П. Са-

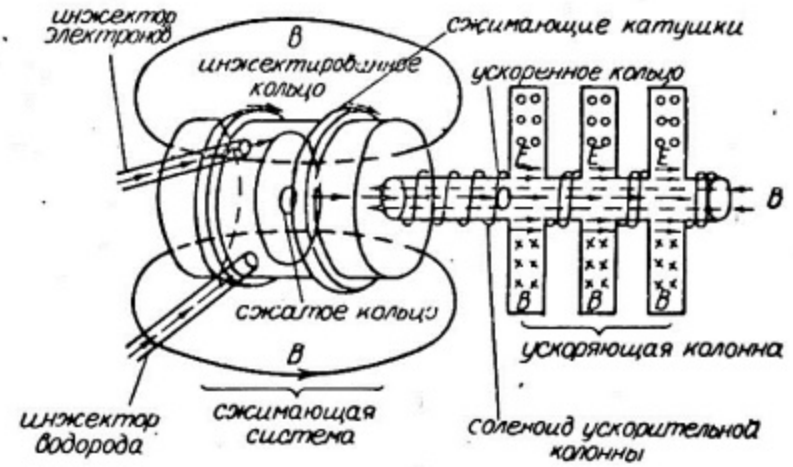


Рис. 57. Ускоритель электронного кольца.

ранцев в ОИЯИ создал впервые в мире ускоритель, получивший название ускорителя электронного кольца или коллективного линейного ускорителя. Идея метода заключается в ускорении протонов не непосредственно, а путем увлечения их электронами, ускоряемыми высокочастотными полями. Протоны, увлекаемые электронами, в конце концов, приобретут равную с электронами скорость, а их энергия будет в $m_p/(m_e)$ раз больше энергии электронов.

Схема ускорителя ОИЯИ электронного кольца приведена на рис. 57. Электроны с энергией 1,5 *Мэв* инжектируются в аксиально симметричное магнитное поле и движутся по круговым орбитам ($r \approx 25$ *см*) в плоскости, перпендикулярной полю. Затем инжектируется водород, который ионизуется пучком электронов, и протоны захватываются внутрь вращающегося электронного кольца. Магнитное поле увеличивается от 0,2 до 10 *кгс*, и радиус электронов кольца уменьшается до 5 *см*, а энергия электронов увеличивается до 15 *Мэв*. Электронные кольца (5 *см*) ускоряются при прохождении высокочастотных резонаторов или с помощью меняющегося вдоль их движения магнитного поля. Увлекаемые электронами протоны ускоряются до энергий 1 *Гэв*.

В заключение отметим, что существует целый ряд ускорителей, в которых совмещены различные принципы ускорения.

В СССР построен линотрон — комбинация линейного и циклического ускорителя, в Церне — ускоритель со встречными протон-протонными пучками, в которых в одной установке объединяются и ускоритель, и накопитель.

Ускорители тяжелых ионов. Развитие работ по синтезу трансурановых элементов тесно связано с достижениями в области развития наиболее важных экспериментальных установок, применяемых в ядерных исследованиях, — ядерных реакторов и ускорителей заряженных частиц и особенно ускорителей многозарядных ионов.

Проблема ускорения тяжелых ионов решена всего несколько лет назад. Основная трудность заключалась в том, что в обычных ионных источниках практически невозможно получать ионы с высокой степенью ионизации. Для ускорения до необходимых больших энергий ионов с малыми зарядами, например одно- или двухзарядных ионов *Ne*, необходимо строить циклотрон огромных размеров. Разработка специальных ионных источников, в которых удается получить многократно ионизированные атомы различных элементов, сделала возможным ускорение тяжелых ионов на циклотронах с диаметром полюсов магнита 1,5—3,0 *м*.

Циклотрон для ускорения тяжелых ионов был построен в ОИЯИ. На этом циклотроне получены очень интенсивные пучки тяжелых ионов. Токи ионов внутри камеры циклотрона достигают 200 *мка* для O^{3+}, 100 *мка* — для Ne^{4+} и 2 *мка* — для Ar^{8+} при энергии 8 *Мэв/нуклон* *. Такая энергия ионов оказывается достаточной, для того чтобы вызвать ядерные реакции, облучая мишени из урана и трансурановых элементов.

В настоящее время разработаны и построены также специальные линейные ускорители для тяжелых ионов. Для того чтобы длина этих ускорителей оказалась не слишком большой, линейные ускорители тяжелых ионов делаются двухступенчатыми. Первая ступень применяется для ускорения ионов с малым зарядом, полученных в ионном источнике. Когда ионы пройдут первую ступень, они приобретают энергию, достаточную, для того чтобы при входе во вторую ступень через фольгу, увеличить заряд, «содрав» с себя электроны.

На линейных ускорителях удается ускорить ионы углерода, азота, кислорода и других элементов, включая аргон, до энергии 10 *Мэв/нуклон*, однако по интенсивности линейные ускорители значительно уступают циклотронам. Крупнейший из применяемых в работах с новыми элементами линейный ускоритель тяжелых ионов HILAC работает с 1957 г. в США (Беркли).

* В настоящее время на ускорителе многозарядных ионов в Дубне получены ускоренные ионы цинка.

Дальнейшие перспективы работ в области синтеза новых элементов сейчас тесно связаны с созданием специальных ускорителей, позволяющих ускорять ионы всех элементов периодической системы вплоть до урана. Постановка проблемы ускорения ионов урана вызвала к жизни ряд новых проектов ускорителей. В качестве одного из таких проектов, раз-

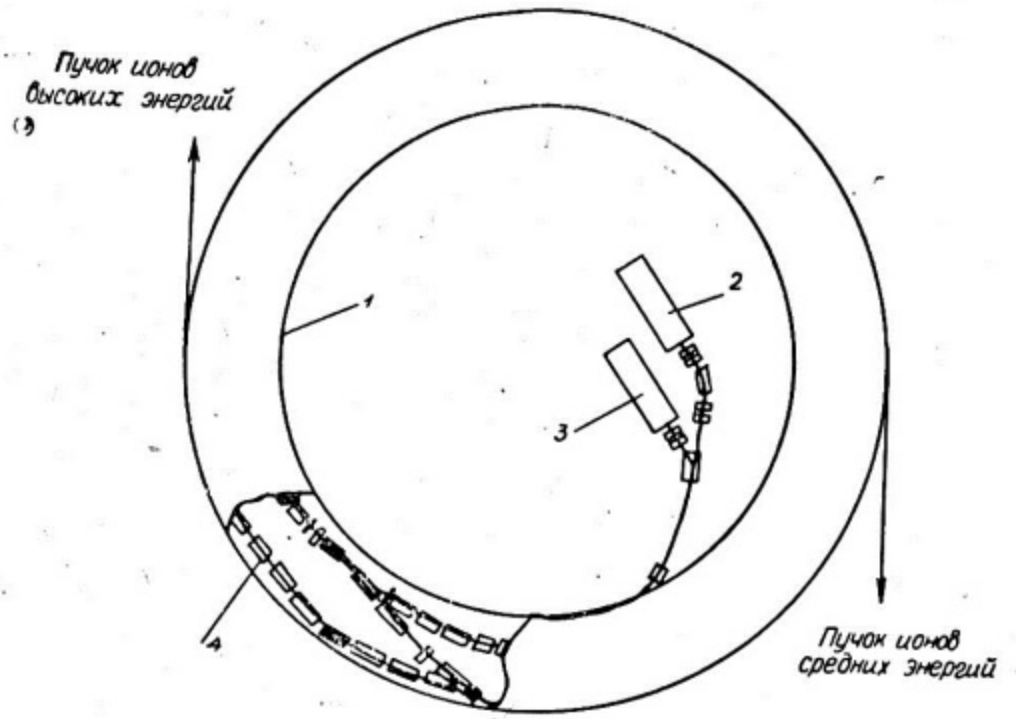


Рис. 58. Схема «Омнитрона»:
1 — пучок ионов высокой энергии; *2* — линейный ускоритель; *3* — электростатический генератор; *4* — наполнительное кольцо.

работанного в США, можно назвать проект «Омнитрона» (название от латинского слова omnia — «все», т. е. практически должны ускоряться все ядра от протона до урана). Схема этого ускорителя показана на рис. 58. «Омнитрон» — многоступенчатый ускоритель. В первой ступени, которой будет служить линейный ускоритель тяжелых ионов либо электростатический генератор, должно производиться предварительное ускорение ионов. Ускорение до большой энергии вплоть до 500 *Мэв/нуклон* должно осуществляться в кольцевом ускорителе. Процесс ускорения ионов будет сопровождаться собиранием ускоряемых ионов в накопителе. «Омнитрон» можно назвать многоцелевым ускорителем, пригодным для исследований не только в ядерной физике, но и в биологии, физике твердого тела, химии и других областях.

В последние годы наблюдается прогресс в развитии электростатических генераторов. Успех этот связан с идеей двухкратного ускорения иона в генераторе (тандем-генера-

тор). На рис. 59 изображена одна из возможных схем ускорения на тандем-генераторе. Первая половина генератора используется для ускорения отрицательно заряженных ионов водорода, получаемых в специальном ионном источнике. В центральной области генератора отрицательные ионы проходят через «обдирающую» фольгу или пары ртути и осво-

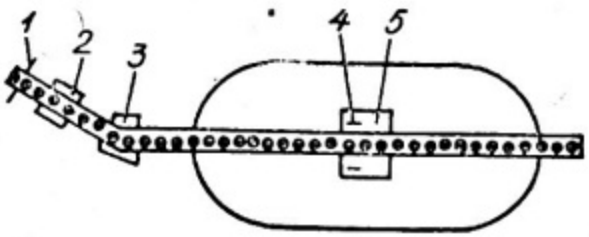


Рис. 59. Схема ускорения протонов на тандем-генераторе:

1 — источник положительных ионов; *2* — камера с газом для перезарядки ионов; *3* — магнит; *4* — камера обдирки; *5* — положительный высоковольтный электрод.

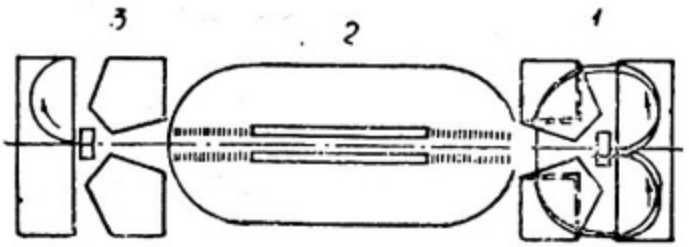


Рис. 60. Схема ускорения ионов в электростатическом тандем-генераторе с магнитными зеркалами:

1 — устройство для обдирки в твердом теле; *2* — устройство для обдирки в газе; *3* — магнитное зеркало.

бождаются от двух электронов. Вторая половина генератора используется для ускорения положительно заряженных ионов до 30÷45 *Мэв*.

Огромным преимуществом электростатических тандем-генераторов перед циклическими ускорителями является исключительно высокая моноэнергетичность пучка ускоренных протонов (энергетический разброс пучка протонов не превышает 1,5—3 *кэв*).

Электростатические тандем-генераторы с успехом используются и для ускорения тяжелых ионов. Недавно немецким физиком Хортингом высказана идея использования электростатических тандем-генераторов для многократного ускорения тяжелых ионов, в частности ионов урана. На рис. 60 изображена схема ускорения ионов в электростатическом

тандем-генераторе с магнитными зеркалами. В центре тандем-генератора помещена газообразная, а на его концах располагаются твердые мишени. С помощью магнитных зеркал пучок ионов, вышедший из ускорителя, вновь направляется в него. Накопление энергии ионов происходит за счет разницы в величине заряда иона, прошедшего через газообразную и твердую мишень. При многократном прохождении ионов через тандем-генератор энергия ионов, так же как и их равновесный заряд, возрастает. Расчеты показывают, что таким способом можно ускорить ионы урана до энергии, равной примерно 10 *Гэв*.

§ 2. Получение нейтронных пучков

Для получения нейтронов в лабораторных условиях обычно используют ядерные реакции. Наиболее доступной является реакция, в которой α-частица бомбардирует легкое ядро. В качестве α-излучателей служат радий, полоний, плутоний или америций ($_{95}Am^{244}$), в качестве мишени — бериллий. Таким образом, простейший источник представляет собой спрессованную в таблетки смесь α-активного препарата с порошком металлического бериллия. Источник, содержащий 1 *г* $_{88}Ra^{226}$, перемешанного с несколькими граммами бериллия, дает примерно 10^7 *нейтр/сек*. Интенсивность такого источника практически постоянна, так как период полураспада Ra^{226} составляет 1620 лет. Полониевый источник нейтронов, содержащий 1 *г* Po, дает $3 \cdot 10^6$ *нейтр/сек*, но имеет малый период полураспада ($T_{1/2} = 138$ дней), выход нейтронов из плутониевого источника ($T_{1/2} \approx 25\,000$ лет) немного меньше.

Спектр нейтронов, получаемых во всех этих источниках, простирается от малых энергий до 10—11 *Мэв* с максимумом в интервале 3—5 *Мэв*. Характер подобного спектра обусловлен рядом факторов: нейтроны могут вылететь в разных направлениях по отношению к α-частицам, последние могут потерять часть энергии на торможение, прежде чем вступят в ядерную реакцию, часть энергии может пройти на возбуждение образующегося в реакции ядра $_6C^{12}$. На рис. 61 приведен спектр нейтронов Po — Be-источника.

Источниками нейтронов могут являться элементы, испытывающие спонтанное деление (обычно трансурановые). Идеальным источником является Cm^{244} ($T_{1/2} = 20$ лет). Источник, содержащий 20 *мг* кюрия, дает поток нейтронов приблизительно 10^5 *н/сек*.

В лаборатории нашли также применение так называемые фотонейтронные источники, в которых для получения нейтронов используются ядерные реакции, вызываемые γ-квантами (фотоядерные реакции). Источниками γ-излучения обычно служат γ-активные препараты, например изотоп Na^{24}, Ra,

MsTh. В качестве мишени для γ-квантов обычно используются дейтерий и бериллий. В фотоядерных реакциях нейтроны получаются с меньшим разбросом по энергии. Харак-

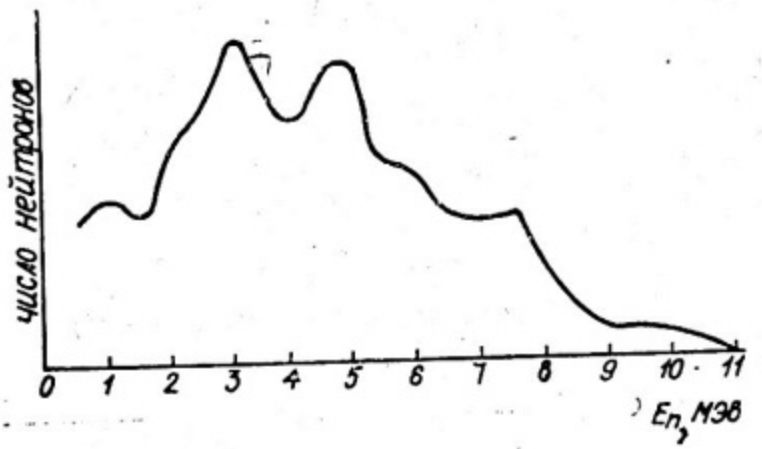


Рис. 61. Спектр нейтронов Po — Be-источника.

теристики некоторых фотонейтронных источников приведены в табл. 17.

Таблица 17

Источник	Период полураспада γ-препарата	E_γ, *Мэв*	E_n, *Мэв*	Число нейтронов на 1 *г* препарата и 1 *г* Be или D_2O
$Na^{24} + Be$	14,8 *ч*	2,76	0,83	$1{,}3 \cdot 10^5$
$Na^{24} + D_2O$	14,8 *ч*	2,76	0,22	$2{,}7 \cdot 10^5$
$MsThI + D_2O$	6,7 лет	2,62	0,197	$9{,}5 \cdot 10^4$
$Ra + D_2O$	1620 лет	2,42	0,12	10^3

С развитием ускорителей увеличились и возможности получения интенсивных пучков нейтронов. Особенно удобными для получения монохроматических нейтронов являются следующие реакции с дейтонами:

$$_1H^2 + {}_1H^2 \longrightarrow n + {}_2He^3 \ (Q = 3{,}26 \ Мэв),$$

$$_1H^3 + {}_1H^2 \longrightarrow n + {}_2He^4 \ (Q = 17{,}6 \ Мэв),$$

$$_3Li^7 + {}_1H^2 \longrightarrow n + {}_4Be^8 \ (Q = 15 \ Мэв),$$

$$_4Be^9 + {}_1H^2 \longrightarrow n + {}_5B^{10} \ (Q = 4{,}3 \ Мэв).$$

На рис. 62 приведена зависимость энергии нейтронов, испускаемых в разных реакциях, от энергии бомбардирующих ча-

стиц. Выход реакции $Be^9(dn)B^{10}$ довольно велик; для дейтонов с энергией 16 *Мэв* он близок к 1/50 ($1{,}2 \cdot 10^{11}$ *n*/(*сек*××*мка*)).

Единственными источниками получения нейтронов с энергиями в сотни мегаэлектрон-вольт являются ускорители. При

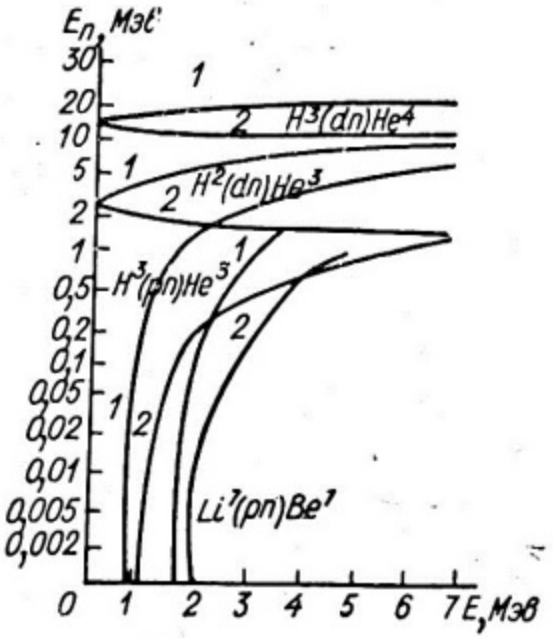


Рис. 62. Зависимость энергии нейтронов, испускаемых в разных реакциях, от энергии бомбардирующих частиц.

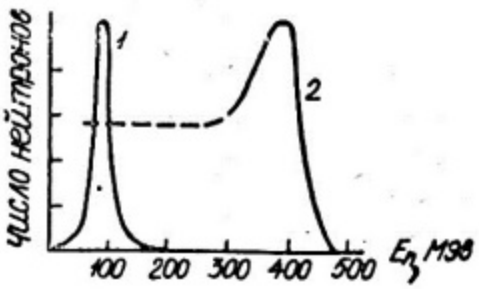


Рис. 63. Спектры нейтронов от реакции срыва *1* и перезарядки протонов *2*.

бомбардировке различных ядер дейтонами высоких энергий происходит реакция срыва дейтонов, т. е. расщепление дейтонов на протоны и нейтроны (см. ч. II § 3, гл. VII). Протоны отклоняются магнитным полем ускорителя, а нейтроны летят в основном вперед в направлении пучка дейтонов. Максимальная энергия нейтронов в реакции срыва равняется примерно половине энергии ускоренных дейтонов. Бомбардировка различных ядер протонами высоких энергий также приводит к тому, что протоны выбивают из ядер нейтроны

главным образом по направлению своего движения (этот процесс называется перезарядкой протонов). Пучки нейтронов, получаемые двумя последними способами, обладают очень широким энергетическим распределением. На рис. 63 представлены спектры нейтронов от реакции срыва *1* и от перезарядки протонов *2*.

Мощными источниками нейтронов являются ядерные реакторы. Во многих реакторах потоки нейтронов достигают

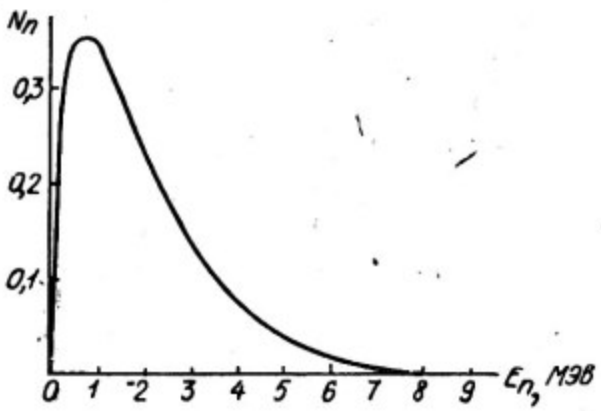


Рис. 64. Спектр нейтронов в урановом реакторе.

$\sim 10^{16}$ *нейтр/(см²·сек)*, а в импульсных реакторах поток нейтронов достигает величины в 10^{18} *нейтр/(см²·сек)*. Типичный спектр нейтронов, образующихся в урановом реакторе, приведен на рис. 64. Для получения тепловых нейтронов * в реакторе используют так называемые тепловые колонны, которые представляют собой блоки из замедлителя (обычно из графита). В таких колоннах нейтроны приходят в тепловое равновесие со средой. Потоки тепловых нейтронов также достигают больших величин. Даже для реакторов небольшой мощности поток в тепловой колонне на расстоянии 1 *м* от ее передней грани составляет 10^9 *нейтр/(см²·сек)*. Потоки тепловых нейтронов от ядерных реакторов настолько мощные, что позволяют изучать такие явления, как интерференцию и дифракцию нейтронов.

При проведении экспериментов с пучками замедленных нейтронов, получаемых в реакторе, возникает необходимость в энергетической монохроматизации нейтронов. На рис. 65 приведен простейший тип механического монохроматора (се-

---

* Энергетический спектр тепловых нейтронов описывается распределением Максвелла, со средней энергией равной 3/2 kT, где k — постоянная Больцмана, а T — абсолютная температура. При комнатной температуре $T = 300°$ К, средняя скорость нейтронов $v = 2 \cdot 10^5$ *см/сек*, а энергия равна 0,025 *эв*.

лектора), используемого для этих целей. На вал монохроматора насажены кадмиевые диски *3* (кадмий — элемент, поглощающий тепловые нейтроны), имеющие радиальные щели *1*, *2*, смещенные относительно друг друга на угол φ. Ось пучка параллельна валу монохроматора. При вращении дисков через щели смогут пройти нейтроны только с определенной скоростью. Действительно, пусть скорость нейтрона рав-

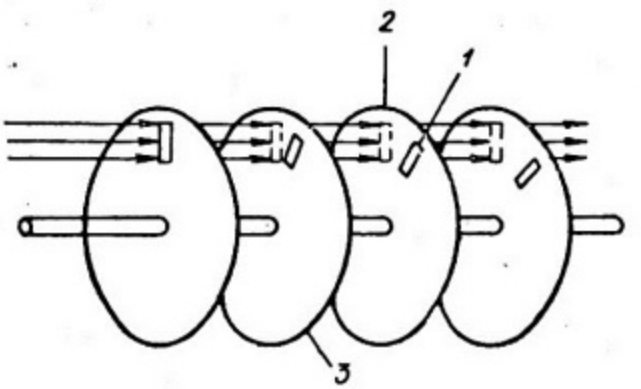


Рис. 65. Простейший тип механического монохроматора.

на v, а угловая скорость вращения дисков ω. Для того чтобы последовательно пройти через обе щели, нейтрон должен преодолеть расстояние между двумя дисками за время поворота монохроматора на угол φ. Это время равно $s/2\pi\omega$. Таким образом, v должно удовлетворять условию

$$\frac{L}{v} = \frac{s}{2\pi\omega},$$

где L — расстояние между дисками.

Такой монохроматор позволяет выделить из широкого спектра тепловых нейтронов пучок, содержащий нейтроны в узком энергетическом интервале. Подобный монохроматор может быть использован для селекции нейтронов лишь до энергии 0,3 *эв*, так как кадмий сильно поглощает нейтроны с энергией, меньшей 0,3 *эв*, и практически прозрачен для более быстрых нейтронов.

Другой способ получения пучков монохроматических нейтронов основан на явлении дифракции нейтронов на кристаллах. Для медленных нейтронов ($E \sim (0{,}01—100)$ *эв*) дебройлевская длина волны того же порядка, что и расстояние между плоскостями в кристаллической решетке. Поэтому при падении на монокристалл нейтроны будут испытывать отражение на угол θ, удовлетворяющий известному условию Брэгга-Вульфа

$$n\lambda = 2d\sin\theta, \qquad \text{(VI.5)}$$

где n — целое число; d — расстояние между плоскостями в кристаллической решетке; λ — дебройлевская длина волны нейтрона.

Подставляя в уравнение (VI.5) $\lambda = h/\sqrt{2mE}$, получаем

$$E = \frac{h^2}{8md^2} \cdot \frac{n^2}{\sin^2 \theta}. \qquad \text{(VI.6)}$$

Таким образом, выделяя нейтроны, рассеянные на разные углы θ, получаем из первоначального пучка нейтроны определенной энергии E. Например, у кристалла LiF, часто используемого для дифракции нейтронов, $d = 2{,}32$ Å, и на угол $\theta = 3{,}5°$ рассеиваются нейтроны с кинетической энергией $E = 1$ *эв*. При выделении нейтронов с энергией 100 *эв* $\theta = 0{,}35°$. Для нейтронов еще больших энергий угол рассеяния можно считать соразмерным с расходимостью немонохроматизированного пучка, что и накладывает ограничение на применение данного способа.

Широко распространен способ селекции нейтронов, основанный на регистрации времени пролета нейтронов. Сущность этого метода состоит в следующем. Допустим, что нейтроны возникают не непрерывно, а лишь в течение короткого промежутка времени Δt. Если детектор нейтронов расположен на некотором расстоянии L от источника, то нейтронам потребуется время (много большее Δt), для того чтобы пролететь это расстояние. Измеряя время пролета, определяем скорость нейтрона. Время пролета расстояния в 10 *м* для нейтронов с энергией 1 *эв* равно 725 *мксек*, а для нейтронов с энергией 100 *эв* — 72,5 *мксек*. Эти промежутки времени легко измеряются существующими электронными схемами.

Описанный метод связан с применением пульсирующего нейтронного источника. При работе с нейтронами от ядерного реактора в пучок вводят так называемый нейтронный затвор, который периодически прерывает пучок. Затвор, создающий нейтронные импульсы, аналогичен рассмотренному ранее механическому монохроматору. Однако в отличие от последнего функция затвора сводится лишь к прерыванию пучка. Выделение нейтронов с определенной энергией производится электронной схемой, измеряющей время пролета. Очевидно, что в пульсирующем пучке присутствуют нейтроны всех энергий. В ряде случаев это оказывается удобным. Например, таким образом можно одновременно работать с нейтронами в нескольких энергетических интервалах (обычно одновременно используют до 100 интервалов). Точность метода зависит от отношения $\Delta t/t$, и ее можно сделать очень большой даже для сравнительно быстрых нейтронов. Если источником нейтронов служит не реактор, а ускоритель, то необходимость в затворе отпадает, так как пульсирующий пу-

чок создаем, периодически включая ионный источник ускорителя.

На многих гигантских ускорителях можно получать также пучки вторичных частиц: π-, μ-, K-мезонов, антипротонов и даже нейтрино. В последние годы разработаны проекты и уже ведется строительство сильноточных ускорителей — «мезонных фабрик». В результате создания таких ускорителей физики получат мощные пучки мезонов до 10^{10} *частиц/сек.*

Исследование ядерных реакций на ускорителях — далеко не легкая задача, и практическое осуществление этих реакций отнюдь не исчерпывается созданием самих ускорителей. Между физиками и создателями ускорительной техники происходит непрерывное соревнование: развитие физических методов исследования выдвигает задачи повышения энергии и потоков ускоряемых частиц, а создание новых ускорителей — задачи усовершенствования методики эксперимента.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Глава I. **Некоторые особенности физики микромира**	5
§ 1. Из истории ядерной физики	5
§ 2. Взаимодействия в микромире	7
§ 3. Особенности микромира и основные квантовомеханические понятия	12
Глава II. **Основные сведения об атомных ядрах**	16
§ 1. Строение ядер	16
§ 2. Определение зарядов и масс ядер	18
§ 3. Энергия связи ядра	24
§ 4. Механические и магнитные моменты ядер	25
§ 5. Размеры ядер и нуклонов	31
§ 6. Ядерные модели	34
Глава III. **Радиоактивность**	43
§ 1. Общие законы радиоактивного распада ядер	43
§ 2. Получение искусственных радиоактивных изотопов	54
§ 3. Альфа-распад ядер	57
§ 4. Протонная и двупротонная радиоактивность	64
§ 5. Бета-распад ядер	66
§ 6. Гамма-излучение. Ядерная изомерия	72
Глава IV. **Применение радиоактивных изотопов**	77
§ 1. Метод «меченых» атомов	77
§ 2. Влияние радиоактивного излучения на свойства веществ	87
§ 3. Использование радиоактивных изотопов для получения электроэнергии	90
Глава V. **Методы наблюдения радиоактивных излучений и ядерных реакций**	94
§ 1. Прохождение заряженных частиц через вещество	94
§ 2. Прохождение γ-квантов через вещество	103
§ 3. Счетчики частиц	107
§ 4. Трековые детекторы частиц	112
§ 5. Радиохимические методы выделения продуктов ядерных реакций	121
Глава VI. **Методы осуществления ядерных реакций**	123
§ 1. Методы ускорения заряженных частиц	123
§ 2. Получение нейтронных пучков	139

Редактор *О. А. Сафронова*

Техн. редактор *Н. М. Генкина*

Корректор *Н. Н. Поспелова*

Л-75298 Сдано в набор 23/VI-72 г. Подп. в печать 9/III-73 г.
Формат 60×90$^1/_{16}$ Объем 9,25 п.л. Тираж 1000 экз.
Цена 70 коп. Заказ 952

Типография МИФИ, М. Пионерская, 12