

А.И. АБРАМОВ

# Измерение „неизмеримого“



НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ БИБЛИОТЕКА ШКОЛЬНИКА

НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ БИБЛИОТЕКА ШКОЛЬНИКА

А.И. АБРАМОВ

# Измерение „неизмеримого“

Издание четвертое,  
переработанное и дополненное



МОСКВА ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1986

ББК 22.38

А 16

УДК 539.108 (023)

Рецензент К. Н. Мухин

Абрамов А. И.

А 16 Измерение "неизмеримого". — 4-е изд., перераб. и доп. — М.: Энергоатомиздат, 1986. — 208 с., ил. — (Науч.-попул. б-ка школьника).

Рассказано о том, как человек догадался о существовании атомов, как ученые научились измерять эти "неизмеримо" малые частицы вещества, какие приборы используют в современных лабораториях для исследований атомов и элементарных частиц и какие задачи еще предстоит решить физикам в области измерения объектов микромира. Настоящее издание дополнено по сравнению с предыдущим (1977) изложением новейших достижений ядерной физики и частично переработано.

Для широкого круга читателей, в основном — учащихся старших классов средней школы, студентов техникумов и нефизических вузов, а также для преподавателей.

А 1704070000-006 106-86  
051 (01) -86

ББК 22.38

© Атомиздат, 1977  
© Энергоатомиздат, 1986, с изменениями

Сложен и интересен мир атомов и элементарных частиц. В нем царят свои особые, необычные законы. Сами микрочастицы обладают совершенно удивительными свойствами. Все это так непохоже на предметы и явления, которые мы привыкли наблюдать вокруг нас. Часто у тех, кто только начинает знакомство с микромиром, возникают недоуменные вопросы. Ведь атомы и микрочастицы, казалось бы, неизмеримо малы. Они не поддаются восприятию ни одним из наших органов чувств. Более того, они настолько малы, что их не увидишь ни в какой самый сильный микроскоп, даже в электронный. Откуда же тогда у нас столь подробная информация о микромире? Насколько она соответствует действительности? Почему мы с такой уверенностью говорим о свойствах атомов и элементарных частиц? Эти и подобные им вопросы вполне естественны.

Ученого, занимающегося изучением строения вещества, можно сравнить с охотником-следопытом, идущим по звериному следу. самого животного он не видит. Но по оставленным следам охотник определяет, что за зверь здесь пробежал, каковы его повадки. Если зверь встретился с другим зверем, то опытный охотник может по следам воссоздать всю картину этой встречи, подробности битвы, если она была, и ее исход. Точно так же ученый-экспериментатор не видит саму микрочастицу, но по следам, оставленным ею в веществе, он узнает ее свойства. Ведь каждая частица оставляет именно ей одной присущие следы. И если, например, произошло столкновение двух микрочастиц, то ученый определяет результат их взаимодействия, фиксирует гибель первоначальных и находит следы образовавшихся частиц.

Конечно, увидеть следы микрочастиц тоже не так-то просто. Невооруженному глазу они, как правило, не доступны, так что в этом отношении ученый находится в худшем положении, чем охотник. Однако здесь на помощь экспериментатору приходит тонкая и чувствительная аппаратура. Принципы действия разных приборов, вообще говоря, различны, но есть и общая для всех них функция — это такое усилие эффектов, производимых микрочастицей при прохождении через вещество, чтобы они могли влиять на наши органы чувств.

Предлагаемая читателю книга и посвящена описанию принципов действия различных приборов и методов постановки экспериментов современной атомной и ядерной физики, делающих "неизмеримое" измеримым. Эта книга — о мире атомов и элементарных частиц; о том, как были изучены свойства и измерены основные характеристики микрочастиц; о тонких остроумных экспериментах, задуманных и выполненных учеными с большой изобретательностью; о сложном и кропотливом анализе результатов этих экспериментов, который приводил к поразительным, но вполне достоверным выводам.

Надо думать, что после прочтения книги у читателя появится или укрепитя чувство реальности микромира и его необычных свойств и ему станет ясно, почему мир атомов и элементарных частиц нам так хорошо известен. Математические формулы, для понимания которых достаточно знания школьного курса математики, нисколько не затрудняют восприятия излагаемого материала, так как тесно связаны с ним: ведь почти при всех измерениях приходится делать те или иные расчеты. Без вычислений невозможно понять, как именно получаются величины, выражаемые иногда числами с двадцатью и более нулями перед первой значащей цифрой.

Надеемся, что эта книга, посвященная грандиозным достижениям человеческого разума, поможет некоторым читателям выбрать специальность, пробудит у них желание посвятить себя ядерной физике — одной из увлекательнейших областей современной науки.

*Лауреат Ленинской премии,  
доктор физико-математических  
наук, профессор О. Д. Казачковский*

## ПРЕДИСЛОВИЕ К ЧЕТВЕРТОМУ ИЗДАНИЮ

Первое издание этой книги вышло в 1964 году. За прошедшие двадцать с лишним лет книга неоднократно переиздавалась различными издательствами в нашей стране на русском и эстонском языках, была переведена и издана в Японии и в Венгрии. Но наука в течение этих лет не стояла на месте, а быстро развивалась: создана более совершенная экспериментальная техника, разработаны новые методы исследований и в результате их применения пополнились наши знания о строении и свойствах микромира. Поэтому во все предыдущие издания книги, в том числе и в данное, вносились изменения и дополнения, отражающие успехи современной науки. В частности, при подготовке четвертого издания в книгу были добавлены разделы с изложением некоторых новейших достижений ядерной физики и техники измерений, в том числе открытие эффекта Мёссбауэра, техника накопительных колец и встречных пучков, создание и использование сильноточных ускорителей, открытие и методы изучения некоторых новых частиц, рассказано об открытии "природного ядерного реактора". Текст книги тщательно проверен и приведен в соответствие с содержанием школьной программы по физике, единицы физических величин выражены в СИ.

Автор пользуется случаем, чтобы поблагодарить всех читателей, приславших ему отзывы о книге. Некоторые из их пожеланий были учтены при подготовке настоящего издания. Особую благодарность автор выражает жене, Владилене Николаевне Абрамовой, за ценные советы и большую помощь при подготовке рукописи к изданию.

*Автор*

*Измерять, что измеримо,  
делать измеримым то, что еще  
не измерено .*

Галилео Галилей

## ВВЕДЕНИЕ

Когда хотят подчеркнуть, что какой-нибудь предмет очень маленький или, наоборот, очень большой, часто употребляют выражение: "он неизмеримо мал (велик)".

На первый взгляд может показаться, что это выражение правильно передает суть дела. Ведь слово "измерить" всегда означает сравнить с какой-то мерой, эталоном. Но о каком сравнении может идти речь, если предмет еле виден глазом? Попробуйте измерить линейкой толщину "веточек" снежинки или взвесить хоботок комара, и тогда выражение "они неизмеримо малы" само придет вам на ум.

Однако физиков подобные выражения удовлетворить не могут. Физика — наука точная. Поэтому любое физическое явление можно считать понятным только в том случае, если его удалось описать точным языком законов, формул и чисел. А для того чтобы выразить физическую величину численно, ее необходимо измерить. Сказать о неизмеримости чего-либо для ученого все равно, что признаться в неспособности проникнуть в тайны природы. Ни один настоящий ученый так никогда и не скажет, а будет стараться найти путь к измерению еще неизмеренных объектов. И неудивительно, что вся история развития экспериментальных наук тесно связана с историей развития техники измерений.

Непосредственно невооруженным глазом можно оценивать размеры предметов примерно до 0,1 мм. С изобретением простых механических инструментов (например, микрометра) эта граница переместилась до одной сотой или нескольких тысячных долей миллиметра. Появление микроскопа со встроенной в него окулярной шкалой позволило измерять размеры

предметов, лишь немного превышающие длину волны света, т. е. около 0,0005 мм. Но хотя подобные примеры и говорят о высоком уровне развития измерительной техники, особого удивления они обычно не вызывают: ведь во всех упомянутых случаях экспериментатор, по крайней мере, видит изучаемый предмет. То же можно сказать и об измерении массы. На обычных химических весах взвешивание производится обычно с погрешностью 1–0,1 мг, и эта погрешность связана с тем минимальным отклонением стрелки, которое можно заметить на весах, изготовленных с наивысшей тщательностью. Что касается времени, то здесь наикратчайший измеримый интервал определяется скоростью реакции человека при запуске и остановке секундомера. Опыт показывает, что после хорошей тренировки человеку удастся надежно фиксировать начало и конец различных событий с погрешностью порядка 0,1 с.

Мир атомов лежит далеко за пределами возможностей непосредственного восприятия человеческих органов чувств. Так, элементарные частицы имеют размеры порядка  $10^{-13}$  см\*, их массы заключены в пределах  $10^{-27}$ – $10^{-24}$  г, длительность процесса столкновения частиц друг с другом составляет около  $10^{-22}$  с, а средняя энергия нейтрона в большом энергетическом ядерном реакторе равна примерно  $5 \cdot 10^{-21}$  Дж. В то же время продолжительность существования некоторых радиоактивных веществ исчисляется многими миллиардами лет. Несмотря на столь непривычные масштабы физики научились измерять эти, казалось бы, неизмеримые величины и притом многие из них с очень высокой точностью. Так, в настоящее время известно, что масса электрона равна  $9,109534 \cdot 10^{-31}$  кг, а его заряд составляет  $1,602189 \cdot 10^{-19}$  Кл, причем возможная неточность не превышает нескольких единиц в последней значащей цифре.

О том, как сила человеческого разума и самоотверженный труд ученых привели к возможности измерения "неизмеримого", и будет рассказано в этой книге.

---

\* Напомним, что  $10$  в степени  $n$  выражает число, изображаемое единицей с  $n$  нулями, а если показатель степени отрицательный, то это число следует записать в знаменателе:  $10^5 = 100\,000$ ;  $10^{-5} = 1/100\,000 = 0,00001$ ;  $3,2 \cdot 10^4 = 32\,000$ ;  $4,8028 \cdot 10^{-10} = 0,00000000048028$ .





## ОТ ДЕМОКРИТА ДО РЕЗЕРФОРДА

### Глава 1

#### НА ПУТИ К ЦЕЛИ

КАК ЛЮДИ СНАЧАЛА  
ДОГАДАЛИСЬ, А ПОТОМ  
ЗАБЫЛИ О СУЩЕСТВОВАНИИ  
АТОМОВ

Представим, что перед нами лежит кусок масла. Его можно разрезать ножом пополам, потом еще и еще. При этом каждая отрезанная часть сохраняет все свойства масла — вкус, цвет, запах. До каких же пор возможно такое дробление вещества — до бесконечности или нет? Иначе говоря: какова структура вещества? Являются ли различные тела частями совершенно однородной бесструктурной материи, какой нам представляются вода, воздух, масло, или же тела состоят из "крупинок", которые невозможно разделить на еще более мелкие части без нарушения их основных свойств?

Над этими вопросами люди задумывались уже в глубокой древности. Техника измерений в то время только зарождалась, точные опыты делать не умели. Некоторые древние ученые тем не менее догадывались о невозможности дробления вещества до бесконечности; они полагали, что любое вещество должно состоять из мельчайших неделимых частиц, которые древние греки называли *атомами* (греческое слово *ατομος* означает неделимый).

Первые идеи атомарной структуры вещества были высказаны в Греции, вероятно, Анаксагором и Левкиппом около 2500 лет назад. Их ученик Демокрит развил первоначальные

догадки в довольно стройное учение, в свою очередь, развитое затем римским философом Эпикуром. Взгляды Демокрита и Эпикура подробно описаны в замечательной поэме Тита Лукреция Кара "О природе вещей". В ней говорится, что все в природе состоит из атомов и пустоты, никакой третьей субстанции нет. Атомы вечны, они не сотворяются по божественной воле и не исчезают. В бесконечной Вселенной движется бесконечно много атомов, но разнородность их форм, определяющая различие свойств веществ, ограничена. Всякое вещество состоит из сочетания разнородных атомов, но не все атомы могут входить в сочетание друг с другом каким угодно способом.

Таким образом, древние материалисты предвосхитили многие современные представления о строении вещества. В ту пору их высказывания были, конечно, лишь гениальными догадками, не подтвержденными никакими экспериментальными фактами; не приходится говорить о том, что вопрос об измерении атомов тогда и не поднимался.

Однако передовым идеям античных философов не суждено было получить сразу дальнейшее развитие. В мрачные годы средневековья, в обстановке общего застоя, засилья церкви и церковных идей все лучшее, что было сделано материалистами древнего мира, было предано анафеме и забыто. Неудивительно, что именно в ту пору расцвели такие науки, как астрология и алхимия, для которых характерны мистика и суеверие. Однако даже тогда кое-что полезное было сделано. Алхимики открыли много новых химических веществ и разработали некоторые методы эксперимента, которыми ученые и техники пользуются и поныне: перегонку, возгонку, фильтрование, перекристаллизацию и другие.

## РОЖДЕНИЕ СОВРЕМЕННОЙ ХИМИИ

Первые серьезные шаги на пути к измерению атомов были сделаны тогда, когда алхимия превратилась в химию. В середине XVIII века великий русский ученый М. В. Ломоносов опроверг трактовку опытов Бойля, якобы подтверждавших теорию флогистона, а французский химик Лавуазье окончательно разгромил ее. М. В. Ломоносов, как известно, был одним из первых ученых, вернувшихся к атомистическим представлениям о структуре вещества, но его высказывания тоже носили в основном характер догадок. Несколько позже в результате развития точных количествен-

Т а б л и ц а 1. Состав, %, соединений кислорода с азотом

Соединение	Азот	Кислород	Относи- тельная масса кис- лорода, при- ходящаяся на одну мас- совую часть азота
Закись азота	63,7	36,3	0,57
Окись азота	46,7	53,3	1,14
Азотистый ангидрид	36,9	63,1	1,71
Двуокись азота	30,5	69,5	2,28
Азотный ангидрид	25,9	74,1	2,85

ных методов исследований был установлен ряд важных законов, а различные неверные теории были отброшены.

Одним из первых был открыт так называемый *закон постоянства состава*. Его автор французский химик Пру установил, что каким бы путем ни было получено данное химическое соединение, массовый состав его всегда один и тот же. Сейчас это положение кажется очевидным, а Пру пришлось выдержать многолетний спор с другим крупным ученым Бертолле, прежде чем его закон стал общепризнанным.

Казалось бы, как тут не вспомнить об атомах? Ведь если вещества бесструктурны, то они всегда могут смешиваться в любых пропорциях, тогда как с позиций атомарной гипотезы закон постоянства состава представляется само собой разумеющимся. Однако об атомах вспомнили позже, когда английский химик Дальтон установил в 1803 году *закон кратных отношений*, который гласит: если два элемента образуют друг с другом несколько химических соединений, то количества одного из элементов, приходящиеся на одно и то же количество другого элемента, относятся друг к другу как небольшие целые числа. Так, азот и кислород образуют пять соединений, которые приведены в табл. 1. Легко заметить, что массовые части кислорода, приходящиеся в этих соединениях на одну массовую часть азота, относятся друг к другу как 1:2:3:4:5.

Установив закон кратных отношений и сравнив его с законом постоянства состава, Дальтон заметил, что все эти законы можно легко объяснить с позиций атомистической теории. В самом деле, раз атомы неделимы, атом водорода может соединиться с одним или двумя атомами кислорода, но не с половиной атома или с какой-нибудь другой его дробной частью.

Значит, в каждой мельчайшей частице химического соединения (такие частицы Дальтон называл "сложными атомами") отношение масс входящих в ее состав атомов элементов должно быть вполне определенным, и так как все такие частицы одного соединения совершенно одинаковы, в любом куске взятого вещества отношение масс элементов будет таким же, как и в каждой частице. Но для того чтобы узнать, во сколько раз атом одного элемента тяжелее атома другого элемента, необходимо было знать точный состав "сложного атома".

#### АТОМИСТИКА ПРОНИКАЕТ И В ФИЗИКУ

Французский ученый Гей-Люссак установил, что объемы вступающих в реакцию газов относятся друг к другу и к объемам образующихся газообразных продуктов как небольшие целые числа. Простота отношений объемов вступающих в реакцию и образующихся газов наталкивала на мысль, что и здесь проявляется атомарная структура вещества. Но как именно?

В 1811 году итальянский ученый Авогадро заметил, что все становится на свои места, если ввести новое понятие — *молекула*. Это понятие стали применять к мельчайшим частицам вещества, способным к самостоятельному существованию. Различие точек зрения Дальтона и Авогадро заключалось в том, что последний допустил существование сложных молекул и у чистых элементов. Предположив далее, что в равных объемах газов содержится одинаковое число молекул, Авогадро легко объяснил и закон Гей-Люссака, и все известные газовые реакции. В дальнейшем оказалось, что ни в одной реакции из одного объема водорода не получается более двух объемов нового газообразного вещества. Значит, молекула водорода состоит именно из двух атомов. Аналогичный вывод можно было сделать и о молекулах хлора, кислорода и некоторых других элементарных газов. Для того чтобы подчеркнуть, что молекулы этих газов состоят из двух атомов, их стали обозначать символами химических элементов с цифрой 2 внизу:  $H_2$ ,  $Cl_2$ ,  $O_2$  и т. д.

Несмотря на то что гипотеза Авогадро объясняла все известные в то время факты, многие ученые по привычке придерживались старых взглядов. И только на химическом конгрессе в Карлсруэ 4 сентября 1860 года была принята резолюция, закрепляющая различие понятий атома и молекулы.

Итак, к середине XIX века физики и химики не только получили убедительные доказательства существования атомов и молекул, но и научились сравнивать их массы. Самым легким оказался атом водорода; масса атома кислорода, как уже отмечалось, в 16 раз больше массы атома водорода, углерода — в 12 раз, хлора — в 35,5 раза, железа — в 56 раз и т. д. В дальнейшем было установлено, что отношения масс атомов лишь приблизительно выражаются целыми числами. При этом оказалось, что удобнее сравнивать массы атомов не с массой атома водорода, а с массой атома основного изотопа углерода\*, приняв ее точно равной 12. Тем самым была введена специальная единица для выражения относительных масс атомов, равная  $1/12$  массы атома основного изотопа углерода; эту единицу называли *атомной единицей массы*. Число, показывающее, во сколько раз масса атома больше этой единицы, называется *атомной массой* элемента  $A$ , а число, показывающее, во сколько раз масса молекулы того или иного соединения больше той же единицы, — *молекулярной массой*  $M$  этого соединения. Из предыдущего следует, что атомная масса углерода равна точно 12, атомная и молекулярная массы водорода составляют 1 и 2, атомная и молекулярная массы кислорода примерно равны 16 и 32 соответственно и т. д. Атомные массы всех элементов приведены в таблицах, а молекулярные массы любых веществ легко вычислить с помощью известных химических формул этих веществ.

Условимся понимать под *количеством вещества* в любом теле число содержащихся в нем молекул. Об измерении этого числа мы еще не говорили, и, следовательно, сказать, сколько содержится молекул, например, в стакане воды, мы пока не можем. Но мы можем выбрать какую-то массу определенного вещества и соответствующее число молекул или атомов принять за единицу количества вещества. В качестве такого эталона выбрали 12 г углерода и полученную единицу называли *молем*. Итак, моль — это количество любого вещества, содержащее столько же молекул, сколько содержится атомов в 12 г углерода.

Теперь мы можем выразить количество вещества, соответствующее любой массе углерода, в числе молей  $\nu$ . Так, в 24 г

---

\* Об изотопах речь пойдет в гл. 3.

углерода содержится два моля, в 12 кг углерода — 1000 молей (или 1 кмоль) и т. д. Далее, если мы возьмем равные количества различных веществ (т. е. куски разных веществ, содержащие одинаковое число молекул), то их массы (в граммах) будут пропорциональны молекулярным массам. Поэтому в 18 г воды должно содержаться столько же молекул, сколько в 12 г углерода, т. е. ровно 1 моль. Для дальнейших расчетов удобно ввести еще одно понятие. Будем называть *молярной массой* любого вещества  $\mu$  массу моля этого вещества. Из предыдущего следует, что для углерода  $\mu = 12$  г, для водорода  $\mu = 2$  г, для воды  $\mu = 18$  г и т. д. Таким образом, молярная масса численно совпадает с молекулярной массой, но последняя является безразмерной величиной, тогда как молярная масса выражается в граммах (или в килограммах). Легко сообразить, что масса любого количества вещества  $m$  равна числу содержащихся в нем молей  $\nu$ , умноженному на массу одного моля, т. е. на молярную массу  $\mu$ :

$$m = \nu \mu.$$

В этом соотношении легко можно измерить только одну величину  $m$ . Выше говорилось о том, как можно определить молекулярные (следовательно, и молярные) массы для газов. Для этой же цели существуют и другие приемы.

Согласно предположению Авогадро в разных газах, занимающих одинаковые объемы, содержится одинаковое число молекул, поэтому можно подобрать такой объем, в котором при нормальных условиях — температуре  $0^\circ\text{C}$  и давлении  $1,01 \times 10^5$  Па\* — помещается моль любого газа. Авогадро установил, что этот объем равен  $0,0224$  м<sup>3</sup> (22,4 л). Теперь молярные массы газообразных веществ можно было измерять очень просто: для этого достаточно определить массу газа, занимающего объем  $0,0224$  м<sup>3</sup>. Масса такого количества одного из углеводородов — газа этана — составляет около 30 г, значит, молекулярная масса этана равна 30. Рассматривая химические реакции с участием этана по методу Дальтона, можно убедиться в том, что в этане на одну массовую часть водорода приходится четыре части углерода, но поскольку масса атома углерода в 12 раз больше массы атома водорода, в этане на каждый атом угле-

---

\* До введения СИ для измерения давления применялись другие единицы: атмосфера техническая  $1 \text{ ат} = 1 \text{ кгс} \cdot \text{см}^{-2} = 9,81 \cdot 10^4 \text{ Па}$  и атмосфера физическая  $1 \text{ атм} = 760 \text{ мм рт. ст.} = 1,01 \cdot 10^5 \text{ Па}$ .

рода приходится три атома водорода. А так как молекулярная масса этана равна 30, стало быть, в ней содержится два атома углерода и шесть атомов водорода, поэтому формула этана  $C_2H_6$ . Аналогичным способом можно измерить молярную массу и узнать состав любого другого газообразного соединения.

Для определения атомных масс твердых тел можно воспользоваться законом Дюлонга и Пти, согласно которому для нагревания на  $1^\circ C$  одного моля любого твердого вещества необходимо вполне определенное количество теплоты — около 25 Дж.

Допустим, что с помощью этого закона мы хотим определить молярную массу железа. Возьмем гирьку массой 100 г и опустим ее в кипящую воду. Когда температура гирьки сравняется с температурой воды ( $100^\circ C$ ), перенесем ее в кружку с 200 г воды при температуре  $20^\circ C$ . В результате вода нагреется примерно на  $4^\circ$ . Теперь давайте считать. Вода нагрелась на  $4^\circ C$ , значит, она получила от гирьки  $200 \cdot 4 \cdot 4,19 = 3350$  Дж. При этом гирька остыла на  $100 - 24 = 76^\circ$ ; значит, ее теплоемкость равна  $3350 : 76 \approx 44$  Дж/град. Обозначив молярную массу железа буквой  $\mu$ , составим пропорцию:

100 г железа имеют теплоемкость 44 Дж/град,

$\mu$  г железа имеют теплоемкость 25 Дж/град,

откуда  $\mu = 100 \cdot 25 / 44 \approx 57$  г.

В лабораториях для точного определения теплоемкости существуют специальные приборы — калориметры, но суть измерений остается такой же. Именно этим простым способом в условиях сибирской ссылки без специальных приборов мог определить молярную массу неизвестного "звездного" вещества инженер Баков — один из героев романа А. Казанцева "Тылающий остров".

## ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

К 1869 году атомные массы большинства известных в то время элементов были определены довольно точно. Это позволило русскому химику Д. И. Менделееву установить очень важную закономерность: если расположить элементы в порядке возрастания атомных масс, то их химические свойства будут периодически повторяться. Заслуга Д. И. Менделеева была особенно велика потому, что в его эпоху еще не все элементы были открыты, а атомные массы некото-

рых элементов были определены неточно. Тем не менее, твердо веря в справедливость открытого им закона, Дмитрий Иванович не только правильно расположил известные элементы, но и предсказал существование новых, еще не открытых элементов и их основные свойства. В дальнейшем эти элементы были открыты, причем все предсказания Д. И. Менделеева блестяще подтвердились.

Сейчас таблица элементов заполнена целиком. В каждой ее клетке указаны название элемента, его химический символ, порядковый номер (показывающий, на каком месте, считая от водорода, стоит данный элемент) и атомная масса элемента по принятой в настоящее время "углеродной" шкале, в которой за единицу взята  $1/12$  массы основного изотопа углерода (об изотопах см. следующую главу). Элементы, атомные массы которых в таблице указаны в скобках, в природе не встречаются или их количества ничтожно малы; такие элементы получают теперь искусственно.

## НЕКОТОРЫЕ ИТОГИ

Установив ряд новых законов, в которых фигурируют отношения небольших целых чисел, ученые твердо убедились в существовании атомов. Более того, они научились определять, во сколько раз атом или молекула одного вещества тяжелее атома или молекулы другого, или, другими словами, научились определять атомные и молекулярные массы. Обычные весы, мерные колбы для измерения объема газа, простенький калориметр и термометр — вот, пожалуй, и весь арсенал средств, которые использовались при установлении этих фундаментальных фактов.

В то же время истинные масса и размеры одного атома или одной молекулы так и не были определены. Это обстоятельство порождало у многих ученых скептицизм и недоверие к атомарной гипотезе. Так, немецкий физик Мах подчеркивал, что в существовании атомов и молекул нельзя быть уверенными до тех пор, пока люди не научатся определять их размеры, а поэтому, по его мнению, атомарная гипотеза была преждевременной и надуманной. И даже такие горячие сторонники этой гипотезы, как Д. И. Менделеев, считали, что человеку никогда не удастся познакомиться с отдельным атомом. Однако жизнь очень скоро опровергла пессимистические прогнозы. О том, как это произошло, будет рассказано в следующей главе.



## КАК ИЗМЕРИЛИ АТОМ

СКОЛЬКО АТОМОВ  
В КУСКЕ ВЕЩЕСТВА?

Еще М. В. Ломоносов утверждал, что теплота определяется средней скоростью движения молекул. Исходя из этой точки зрения, немецкий физик Клаузиус в 1857 году вывел формулу для средней скорости молекул газа

$$v = 2,62 \cdot 10^5 \sqrt{T/(273M)}.$$

Здесь  $T$  — температура газа, К;  $M$  — молекулярная масса газа. Вычисленные по этой формуле средние скорости движения молекул различных газов при  $0^\circ\text{C}$  (273 К) приведены в табл. 2.

Для сравнения отметим, что скорость винтовочной пули в момент вылета из ствола равна примерно 650 м/с. Такие большие скорости движения молекул оказались неожиданными. Было непонятно, почему при столь больших скоростях молекулы газа относительно медленно диффундируют и почему теплота в газе распространяется тоже не очень быстро. Однако через год Клаузиус пришел к выводу, что при диффузии и теплопроводности важна не столько скорость, сколько длина свободного пробега молекул между двумя столкновениями. В целом путь молекулы представляет собой ломаную запутанную линию, плоское изображение которой схематически показано на рис. 1. Но поскольку все направления движения равновероятны, молекулы, как правило, не уходят далеко от точки, в которой они уже однажды побывали. Отсюда ясно, почему процессы диффузии и теплопроводности газов, связанные как раз с перемещением молекул в пространстве, протекают относительно медленно.

Примерно в то же время английский физик Максвелл занимался изучением внутреннего трения в газах: так называется

Т а б л и ц а 2. Средние скорости молекул газов при температуре  $0^\circ\text{C}$

Газ	$M$	$v$ , м/с
$\text{H}_2$	2	1850
$\text{N}_2$	28	495
$\text{O}_2$	32	465

явление, приводящее к увеличению движущимся слоем газа соседних слоев. Сила взаимодействия соседних слоев характеризуется коэффициентом внутреннего трения  $\eta$ . Несложным расчетом Максвелл показал, что коэффициент внутреннего трения должен определяться следующей формулой:

$$\eta = \rho l v / 3.$$

В эту формулу кроме известных плотности газа  $\rho$  и средней скорости молекул  $v$  входит средняя длина свободного пробега молекул

между двумя столкновениями  $l$ . Измерив опытным путем коэффициент внутреннего трения и воспользовавшись известными уже значениями скоростей, Максвелл вычислил по своей формуле средние пробеги молекул различных газов. Эти пробеги оказались очень маленькими: например, для углекислого газа при нормальном давлении и температуре  $0^\circ\text{C}$  длина свободного пробега получилась равной  $5,5 \cdot 10^{-6}$  см.

Кроме того, Максвелл установил связь между длиной свободного пробега, числом молекул в единице объема  $n$  и диаметром молекулы  $d$ :

$$l = 1 / (\sqrt{2} \pi d^2 n).$$

В эту формулу входят две неизвестные величины  $d$  и  $n$ , поэтому для их определения была нужна дополнительная информация.

Следующий шаг был сделан в 1865 году Лошмидтом. Он обратил внимание на широко известный факт несжимаемости жидкостей. При увеличении давления объем жидкости практически не уменьшается, рассуждал Лошмидт, значит, молекулы жидкости не могут сближаться, откуда следует вывод о том, что они тесно прижаты друг к другу. Но при этом число молекул в единице объема жидкости  $n_{\text{ж}}$  должно очень просто выражаться через диаметр молекулы  $d$ :

$$n_{\text{ж}} = 1/d^3,$$

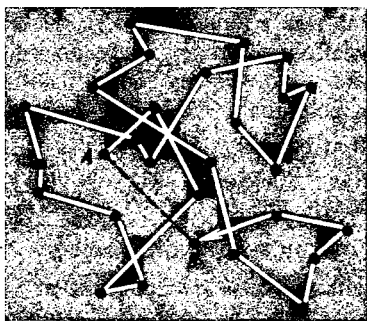


Рис. 1. Путь молекулы в газе или жидкости при тепловом движении: отрезок  $AB$  — расстояние, на которое удалилась молекула от начальной точки движения

так как вдоль ребра кубика объемом  $1 \text{ см}^3$  при самой плотной упаковке может расположиться  $1/d$  молекул. Далее, вполне очевидно, что плотность любого вещества равна числу молекул в единице объема, умноженному на массу одной молекулы. Это справедливо как для газа:  $\rho = nm$ , так и для жидкости:  $\rho_{\text{ж}} = n_{\text{ж}}m$ , откуда, используя только что приведенное соотношение для  $n_{\text{ж}}$ , легко получить

$$\rho/\rho_{\text{ж}} = nd^3.$$

Итак, у нас теперь есть второе уравнение, в которое входят те же две неизвестные величины  $d$  и  $n$ . Умножив обе его части на среднюю длину свободного пробега, найдем

$$d = \sqrt{2\pi}(\rho/\rho_{\text{ж}})l,$$

а затем, подставив это выражение в формулу Максвелла для  $l$ , можно определить и число молекул в  $1 \text{ см}^3$ :

$$n = \rho_{\text{ж}}^2 / (2\sqrt{2}\pi^3 l^3 \rho^3).$$

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Для определения средней скорости молекул газа  $v$  оказалось достаточным с помощью обычного термометра измерить температуру газа  $T$ , а затем вычислить  $v$  по формуле Клаузиуса, полученной путем теоретических рассуждений. Далее, измерив коэффициент внутреннего трения газа (что тоже можно сделать с помощью обычных лабораторных приборов, хотя это и гораздо сложнее, чем измерение температуры) и уже зная скорость молекул  $v$ , можно опять-таки по полученной теоретической формуле Максвелла рассчитать среднюю длину свободного пробега молекул газа  $l$ . Наконец, определив  $l$ , по только что приведенным формулам удалось вычислить  $d$  и  $n$ . Таким образом, с помощью представлений, основанных на понимании происходящих явлений, и путем измерения обычных "макроскопических" величин  $T$ ,  $\eta$ ,  $\rho$  и  $\rho_{\text{ж}}$  удалось впервые подойти к определению сугубо атомных величин  $d$  и  $n$ , которые непосредственно никакими приборами измерить нельзя.

Проведя расчеты по двум последним формулам, Лошмидт получил следующие результаты: диаметр молекулы — около  $10^{-8}$  см, число молекул в  $1 \text{ см}^3$  газа — около  $10^{18}$ . Так, наконец, после долгого обходного пути человек узнал, каковы размеры молекул и сколько их содержится в видимых объектах. При этом полутно были определены скорости молекул в газах и средние значения длин их свободных пробегов. Теперь предстояло проверить и уточнить полученные результаты.

Примерно через 40 лет после работ Лощмидта французский физик Перрен провел серию экспериментов для определения числа молекул в моле.

Идея первого опыта Перрена тесно связана с ответом на вопрос: почему молекулы газов, входящих в состав земной атмосферы, не падают на Землю под действием силы тяжести? Ведь сам факт существования атмосферы говорит о том, что молекулы, как и любые другие тела, испытывают притяжение к Земле. В противном случае ничто не мешало бы им улететь в мировое пространство и никакой атмосферы у Земли не было бы. Но хотя молекулы газов и притягиваются к Земле, они не падают на нее.

Разобраться в этом вопросе довольно легко: молекулам мешает упасть на Землю их собственное движение! Под действием силы тяжести молекулы, конечно, стремятся к Земле. Однако чем больше их скапливается у земной поверхности, тем чаще они сталкиваются друг с другом и тем большая их часть отбрасывается при таких столкновениях обратно вверх. Следовательно, атмосферные газы не могут осесть на Землю. Однако плотность атмосферы у поверхности Земли все же выше, чем вдали от нее. Опыт показывает, что при подъеме на каждые 5 км плотность кислорода в атмосфере уменьшается примерно в 2 раза. Более детальный анализ говорит о том, что чем тяжелее молекулы, тем меньше их скорость и тем сильнее они притягиваются к Земле, поэтому более массивные молекулы преобладают вблизи поверхности Земли. Точнее говоря, толщина слоя, в пределах которого плотность молекул падает в 2 раза, обратно пропорциональна массе молекул. (Если бы земная атмосфера состояла из водорода, масса молекул которого примерно в 16 раз меньше массы молекул кислорода, то плотность атмосферы уменьшалась бы в 2 раза при подъеме не на 5 км, а на  $5 \cdot 16 = 80$  км.)

Последней закономерностью и решил воспользоваться Перрен. Он поставил перед собой задачу создать модель атмосферы из частиц настолько больших, чтобы их можно было видеть хотя бы под микроскопом, и в то же время настолько маленьких, чтобы молекулярное движение не давало им оседать на дно сосуда. В качестве таких частиц Перрен использовал мельчайшие шарики из особой смолы — гуммигута. Приготовленные им шарики были настолько малы, что в сосуде с водой они оседали на дно целый год! При этом оказалось, что столь малень-

кие шарики никогда полностью на дно не оседают, образуя тонкий слой мути (толщиной около 0,01 мм), причем концентрация мути в этом слое при подъеме микроскопа на одинаковые высоты убывала в равное число раз. Перрен с помощью микроскопа измерил радиус своих шариков, который составил  $2,1 \cdot 10^{-5}$  см. Теперь нетрудно было найти объем шариков, а затем по известной плотности гуммигута ( $1195 \text{ кг/м}^3$ ) — и их массу. С учетом выталкивающей силы воды оказалось, что каждый шарик притягивался к Земле с силой  $7,7 \cdot 10^{-17}$  Н. Теперь необходимо было найти высоту, на которой концентрация шариков уменьшалась в 2 раза. Это тоже делалось с помощью микроскопа. Данная часть работы была наиболее трудной, так как под ударами молекул шарики непрерывно метались из стороны в сторону, и считать их было нелегко. Все же Перрену удалось определить, что концентрация гуммигутовых шариков убывала вдвое при подъеме на высоту  $h = 3 \cdot 10^{-3}$  см. Обозначив неизвестную массу молекулы кислорода  $m_0$ , а высоту, на которой плотность кислорода убывает вдвое,  $h_0$  ( $h_0 = 5 \text{ км} = 5 \cdot 10^5 \text{ см}$ ), можно было составить пропорцию

$$m_0/m = h/h_0,$$

где  $m = 7,8 \cdot 10^{-15}$  г — масса шарика, который притягивался бы в воздухе к Земле с той же силой  $7,7 \cdot 10^{-17}$  Н, что и шарики Перрена в воде. Из этой пропорции легко найти массу одной молекулы кислорода:

$$m_0 = mh/h_0 = 7,8 \cdot 10^{-15} \cdot 3 \cdot 10^{-3} / (5 \cdot 10^5) \approx 4,7 \cdot 10^{-23} \text{ г}.$$

Так впервые была определена еще одна количественная характеристика отдельной молекулы. Отметим, что в очень кропотливом и точном опыте Перрен измерял непосредственно хотя и весьма маленькие, но все же видимые (пусть через микроскоп) величины: радиус шарика гуммигута и высоту слоя половинного уменьшения плотности, а затем логическими рассуждениями и расчетами получил уже совсем маленькую и недоступную непосредственному измерению величину — массу одной молекулы.

Дальше все было просто. Разделив молярную массу кислорода (32 г) на массу одной молекулы, легко можно было найти число молекул в моле:

$$N = 32 / (4,68 \cdot 10^{-23}) \approx 6,8 \cdot 10^{23}$$

Целью второго опыта Перрена было изучение явления, которое в первом опыте доставило ему много хлопот — движение гуммигутовых шариков. Такое же движение мелких частиц в жидкостях наблюдал за много лет до Перрена ботаник Броун. Рядом контрольных опытов Броун доказал, что движение частичек обусловлено не первоначальным движением жидкости, возникшим при изготовлении смеси, и не случайными толчками подставки от шагов проходящих людей, а какими-то внутренними причинами. Но какими именно, Броун так и не смог догадаться.

Теорию броуновского движения создал Эйнштейн. Любое тело в жидкости (а также в газе) испытывает на себе удары молекул. При больших размерах тела по нему одновременно с каждой стороны ударяет в среднем одинаковое число молекул, поэтому оно остается в покое. Но чем меньше тело, тем меньше молекул по нему ударяет и, следовательно, тем больше отклонений в числе ударов от средних значений. А если в какой-то момент времени число ударов по шарiku, например, слева будет больше, чем справа, то шарик начнет двигаться вправо. Затем он вдруг начнет двигаться вверх, потом влево, вниз и т. д. В конце концов видимый под микроскопом путь шарика изобразится ломаной, очень похожей на путь молекулы в газе (см. рис. 1). Из теории Эйнштейна следует, что радиус шарика  $r$  и его среднее смещение  $l$  от начальной точки за 1 с  $\bar{e}$ вязаны с числом молекул в моле  $N$  соотношением

$$N = 2,58 \cdot 10^{11} (r l^2).$$

Проведя серию кропотливых измерений, Перрен установил, что среднее смещение  $l$  шарика радиусом  $2,12 \cdot 10^{-5}$  см составляет  $1,38 \cdot 10^{-4}$  см. Расчет по формуле Эйнштейна дает

$$N = 2,58 \cdot 10^{11} / [2,12 \cdot 10^{-5} (1,38 \cdot 10^{-4})^2] = 6,4 \cdot 10^{23}.$$

Таким образом, во втором опыте Перрена получилось почти то же значение  $N$ , что и в первом.

При выполнении опытов Перрену пришлось преодолеть множество трудностей, связанных с изготовлением гуммигутовых шариков, отбором шариков определенного размера и наблюдением их под микроскопом. На эту работу Перрен затратил несколько лет, зато он первым с достаточной точностью получил число, лежащее в основе многих расчетов в атомной физике.

Утверждение Авогадро можно сформулировать следующим образом: в моле любого газа содержится одинаковое число молекул, которые занимают при нормальных условиях одинаковый объем 22,4 л. Идентичные результаты различных опытов по определению числа молекул в моле убедительно подтверждают правильность данной гипотезы. В память о заслуге Авогадро число молекул в моле стали называть его именем. После опытов Перрена постоянная Авогадро определялась много раз, и всегда получался примерно один и тот же результат. В настоящее время считается, что *постоянная Авогадро*  $N = 6,022045(31) \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup>, или  $N \approx 6,02 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup>. Это число полезно запомнить. Заметим, что оно выражает число молекул в моле любого вещества (не только газа).

Разделив число Авогадро на объем, занимаемый одной грамм-молекулой газа при нормальных условиях, получим число молекул в единице объема. Это число, как уже отмечалось, впервые определил Лошмидт, поэтому оно называется *числом Лошмидта*. Согласно современным данным число Лошмидта  $L = 2,6867 \cdot 10^{25}$  м<sup>-3</sup> или  $L \approx 2,7 \cdot 10^{25}$  м<sup>-3</sup>, его также полезно запомнить. Как убедимся в дальнейшем, все расчеты в атомной физике основаны на нескольких опорных константах, к числу которых относятся постоянная Авогадро и число Лошмидта. Основные константы приведены в приложении.

Зная постоянную Авогадро и число Лошмидта, можно, не проводя каждый раз новых экспериментов, определять число атомов или молекул в любом куске вещества или в произвольном количестве газа, находящегося при каких угодно условиях. Для того чтобы понять, как это делается, рассмотрим два примера.

**Пример 1.** Допустим, требуется узнать, сколько атомов кислорода содержится в баллоне объемом  $V = 1,5$  л, если при температуре 20°C (293 К) давление газа  $p = 10^6$  Па. Прежде всего найдем объем  $V_0$ , который занимала бы данная порция газа при нормальных условиях, т. е. при давлении  $p_0 = 1,01 \cdot 10^5$  Па и температуре  $T_0 = 273$  К (0°C). Из знакомого по школьному курсу физики уравнения Клапейрона  $pV/T = p_0 V_0/T_0$  следует

$$V_0 = \frac{T_0 p V}{p_0 T} = \frac{273 p V}{1,01 \cdot 10^5 \cdot T} = 2,7 \cdot 10^{-3} \frac{p V}{T} \text{ м}^3.$$

При нормальных условиях в  $1 \text{ м}^3$  любого газа содержится  $L = 2,7 \cdot 10^{25}$  молекул, поэтому число молекул в баллоне

$$N_{\text{м}} = 7,3 \cdot 10^{22} pV/T,$$

и, подставляя сюда исходные данные  $p = 10^6 \text{ Па}$ ,  $V = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ ,  $T = 293 \text{ К}$ , получаем

$$N_{\text{м}} = 7,3 \cdot 10^{22} \frac{10^6 \cdot 1,5 \cdot 10^{-3}}{293} \approx 3,7 \cdot 10^{23}.$$

Молекулы кислорода двухатомные, поэтому число атомов в баллоне будет в 2 раза больше:  $N_{\text{а}} \approx 7,4 \cdot 10^{23}$ . Заметим, что по формуле для  $N_{\text{м}}$  можно найти число молекул любого газа, взятого в любом количестве и при любых условиях.

**Пример 2.** Теперь определим число атомов в трехкопеечной медной монете, масса которой равна 3 г. Из таблицы Менделеева известно, что атомная масса меди  $A \approx 64$ , следовательно, 64 г меди содержат  $6,02 \cdot 10^{23}$  атомов. Составив простую пропорцию, найдем

$$N_{\text{Cu}} \approx 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 3/64 \approx 2,82 \cdot 10^{22}.$$

В общем случае для вещества с атомной массой  $A$  число атомов в образце массой  $m$  (в граммах) можно найти по формуле

$$N_{\text{Х}} = 6,02 \cdot 10^{23} m/A.$$

Таким образом, мы теперь можем определить число атомов или молекул в любых телах и в дальнейшем не раз будем пользоваться только что полученными формулами.

## “АТОМ” ЭЛЕКТРИЧЕСТВА

В 1834 году английский ученый Фарадей установил, что для выделения одного грамм-эквивалента любого вещества из раствора требуется пропустить через электролитическую ванну всегда одно и то же количество зарядов — около 96 500 Кл. Отсюда следует, что каждый атом в растворе несет вполне определенный электрический заряд. Данный результат был одним из первых указаний на то, что электрические заряды тоже нельзя дробить до бесконечности, т. е. что существует какой-то мельчайший заряд, своеобразный “атом” электричества. Заметим, что заряд около 96 500 Кл (эту вели-



чину впоследствии стали называть *числом Фарадея*) связан именно с химическим эквивалентом, а не с молярной массой вещества. Следовательно, в случае одновалентных элементов, у которых химический эквивалент и молярная масса совпадают, заряд 96 500 Кл переносят  $6,02 \cdot 10^{23}$  атомов, т. е. на долю одного атома приходится заряд  $96\,500 / (6,02 \cdot 10^{23}) = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл. Далее было установлено, что во всех случаях на долю одного атома приходится или заряд, равный  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл, или целое число таких зарядов. Данное обстоятельство наводило на мысль: не является ли этот заряд элементарным "атомом" электричества? Дальше увидим, что так оно и оказалось.

А пока еще один результат из опытов Фарадея. Разделив заряд 96 500 Кл на один химический эквивалент, получим так называемое отношение заряда к массе, которое, кстати сказать, равно отношению заряда одного атома к его массе. Для водорода это отношение равно 96 500 Кл/г. Данный результат нам скоро пригодится.

В 1859 году Плюккер обнаружил слабое зеленоватое свечение стекла разрядной трубки напротив катода. Если между катодом и светящейся областью помещали какие-нибудь предметы, то часть свечения исчезала, т. е. как бы появлялась тень. Поэтому можно было предположить, что открытое Плюккером свечение вызывается каким-то излучением с катода, которое было названо катодными лучами.

В 1879 году Крукс установил, что катодные лучи представляют собой поток отдельных частиц, которые переносят электрические заряды, так как магнитное поле отклоняло их в сторону, словно проводник с током. Нетрудно было установить и знак заряда: раз частицы летели от катода, значит, они были отрицательно заряжены. Этот вывод подтверждался и направлением отклонения катодных лучей в магнитном поле. Оставалось определить природу найденных частиц. Наиболее естественным было предположение, что катодные лучи представляют собой поток оторвавшихся от катода атомов или атомов газа, оставшегося в трубке после откачки. Проверить истинность данного предположения можно было измерением отношения заряда к массе для частиц катодных лучей. Однако в том месте, где катодные лучи падали на стенку разрядной трубки, не было заметно накопления какого-либо вещества, поэтому непосредственно измерить переносимую ими массу было невозможно. И все-таки отношение заряда к массе для частиц катодных лучей удалось измерить по их отклонению в электрическом и магнитном полях. Идея этого метода состоит в следующем.

Поток любых электрически заряженных частиц образует электрический ток. Сила тока равна числу переносимых за 1 с зарядов, т. е. произведению числа пролетающих за 1 с частиц  $n$  на заряд одной частицы  $e$ :

$$I = ne.$$

Из курса физики известно, что на проводник длиной  $l$  с током  $I$ , находящийся в магнитном поле индукцией  $B$ , действует сила  $F = BIl$ , перпендикулярная направлениям поля и тока. Очевидно, что такая же сила действует и на пучок частиц в направлении, перпендикулярном направлениям магнитного поля и движения частиц. В отрезке проводника или пучка частиц длиной  $l$  в каждый момент времени находится  $n' = nl/v$  частиц, откуда сила, действующая на каждую частицу,

$$f = F/n' = e v B,$$

где  $v$  — скорость движения частиц. Из механики известно, что в тех случаях, когда ускорение перпендикулярно скорости, движение происходит по окружности. Значит, и в магнитном поле заряженные частицы летят по окружности, радиус которой легко найти, приравняв центростремительную силу  $f$  к центробежной:

$$evB = mv^2/r,$$

откуда

$$r = mv/(eB).$$

Если скорость частиц очень большая, а магнитная индукция  $B$  невелика, то частицы проскочат магнит, успев лишь немного отклониться от первоначального направления (рис. 2). В этом случае можно считать, что длина криволинейного участка траектории равна длине полюсного наконечника магнита  $l$ , и тогда угол отклонения пучка частиц в магнитном поле

$$\alpha_M \approx l/r = eBl/(mv).$$

В электрическом поле напряженностью  $E$  на частицу действует сила  $F = eE$ . Ускорение частицы под влиянием этой силы

$$a = F/m = eE/m.$$

Если первоначальная скорость частицы  $v$  перпендикулярна направлению поля  $E$  (рис. 3), то участок длиной  $l$  частица про-

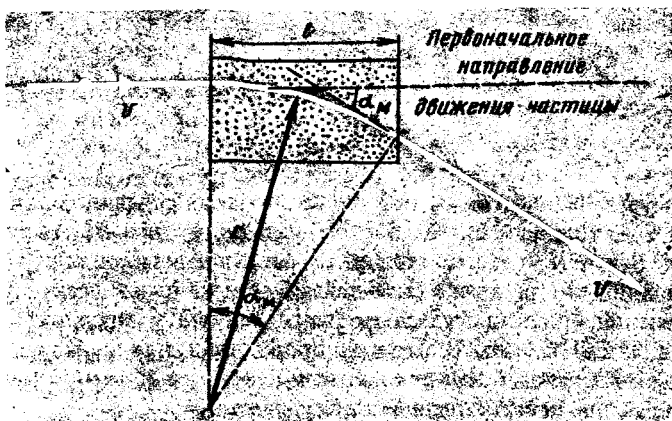


Рис. 2. Движение заряженной частицы в магнитном поле

летает за время  $t = l/v$  и приобретает при этом дополнительную скорость

$$v_3 = at = eEl/(mv),$$

направленную вдоль силовых линий поля. Если  $v_E \ll v$ , то угол отклонения пучка частиц в электрическом поле

$$\alpha_3 \approx v_3/v = eEl/(mv^2).$$

Как видно, углы отклонения частиц в магнитном и электрическом полях зависят от отношения заряда к массе  $e/m$  и от скорости частиц  $v$ . Измерив последовательно  $\alpha_M$  и  $\alpha_3$ , можно исключить неизвестную скорость  $v$  и найти интересующую нас величину:

$$e/m = (\alpha_M^2/\alpha_3) Ec^2 / (B^2 l).$$

Опыты такого рода были осуществлены на рубеже XIX и XX веков Томсоном, Вином и некоторыми другими исследователями. Результаты этих опытов оказались совершенно неожиданными: отношение заряда к массе для частиц катодных лучей равно  $1,77 \cdot 10^8$  Кл/г, т. е. почти в 2000 раз больше, чем для атомов водорода. Значит, либо масса частиц катодных лучей сравнима с массой атома водорода, а их заряд в 2000 раз больше элементарного заряда, либо их заряд равен или близок элементарному заряду, а масса в 2000 раз меньше массы атома водорода. И хотя в те времена никто не знал частиц более легких,

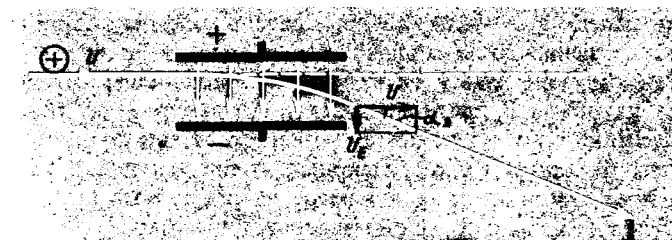


Рис. 3. Движение заряженной частицы в электрическом поле

чем атом водорода, предпочтение было сразу отдано второму предположению. В самом деле, трудно было понять, почему частицы могут нести только по 2000 единиц заряда и никак не меньше. Поэтому оставалось сделать вывод, что катодные лучи состоят из каких-то очень легких частиц с зарядом, равным  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл или близким к нему. Эти частицы называли *электронами*. Теперь надо было доказать правильность сделанного предположения и точно измерить заряд и массу электрона.

В 1913 году американский физик-экспериментатор Милликен непосредственно измерил заряд электрона. Для этого он изготовил специальный прибор, основной частью которого был плоский воздушный конденсатор с зазором между пластинами  $d \approx 1,5$  см. В зазор с помощью пульверизатора впрыскивались мельчайшие капельки масла, которые под действием силы тяжести медленно оседали. Если же на капельку попадало один или несколько электронов, то к силе тяжести добавлялась направленная вверх сила электростатического взаимодействия заряда капельки  $q$  с полем конденсатора. Подбирая соответствующим образом разность потенциалов между пластинами конденсатора  $U$ , можно было остановить падение капли; при этом ее вес оказывался точно равным силе электростатического взаимодействия:

$$P = qE = q(U/d),$$

откуда

$$q = Pd/U.$$

Как видно, идея опыта очень проста. Однако при его осуществлении Милликену пришлось решить ряд серьезных задач. Прежде всего необходимо было очень точно изготовить основную часть прибора — конденсатор. Поскольку заряд электрона весьма мал, приходилось иметь дело только с самыми малень-

кими капельками масла, которые даже в микроскоп при боковом освещении были видны лишь в виде сверкающих точек на темном фоне. Массу таких капелек приходилось определять через их объем и плотность масла, а диаметр — по скорости их оседания в воздухе с помощью известной еще до работ Милликена формулы Стокса. Наконец, чтобы исключить влияние тепловых токов воздуха в камере на результаты опыта, весь прибор помещали в большой масляный термостат.

Измеряя заряды многих капелек, Милликен убедился в том, что все они кратны одному и тому же заряду  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл, который очень близок к значению элементарного заряда, найденного по результатам опытов Фарадея. Идя в обратном направлении, т. е. разделив переносимый одним химическим эквивалентом вещества заряд 96 500 Кл на найденный заряд электрона, Милликен получил одно из наиболее точных значений постоянной Авогадро —  $6,06 \cdot 10^{23}$  моль $^{-1}$ .

#### МАССА АТОМОВ И ЭЛЕКТРОНОВ

Массу одного атома можно найти, разделив массу моля вещества на число атомов в нем, т. е. на постоянную Авогадро. Таким образом, масса атома водорода

$$m_{\text{H}} = 1 / (6,02 \cdot 10^{23}) \approx 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г};$$

масса атома хлора

$$m_{\text{Cl}} = 35,5 / (6,02 \cdot 10^{23}) \approx 5,85 \cdot 10^{-23} \text{ г}$$

и т. д. Аналогично можно найти массу любого атома и любой молекулы.

Массу электрона тоже можно легко вычислить по измеренному Томсоном отношению заряда к массе частицы катодных лучей и по измеренному Миллиkenом заряду электрона:

$$m_e = \frac{e}{e/m} = \frac{4,77 \cdot 10^{-10}}{5,31 \cdot 10^{17}} = 9 \cdot 10^{-28} \text{ г}.$$

Как уже отмечалось, одну из первых оценок размеров атома сделал Лошмидт; согласно ей диаметр атома равен примерно  $10^{-8}$  см.

Казалось бы, зная постоянную Авогадро, размер атома найти легко. В самом деле, ничего не стоит определить объем, занимаемый молярной массой любого элемента: для этого достаточно разделить его молярную массу на плотность. Затем, разделив найденный объем на постоянную Авогадро, получим объем, приходящийся на один атом вещества. Наконец, представляя атом в виде шарика радиусом  $r$  и считая, что атомы в веществе плотно прижаты друг к другу, можно приравнять полученный выше объем, приходящийся на один атом вещества, к величине  $(2r)^3$  и отсюда найти  $r$ . Например, для меди таким образом можно получить  $r = 1,15 \cdot 10^{-8}$  см, т. е. примерно тот же результат, что и у Лошмидта. Однако на самом деле все обстоит далеко не так просто хотя бы уже потому, что заранее неизвестно, как расположены атомы в веществе и какие между ними существуют зазоры. Поэтому интересно непосредственно определить размер атома.

Один из возможных методов определения размеров атомов основан на изучении отклонений от формулы Клапейрона. Согласно этой формуле объем, занимаемый газом при постоянной температуре, обратно пропорционален давлению. Очевидно, что такая закономерность соблюдается лишь в том случае, когда можно пренебречь размерами молекул, т. е. при достаточно низких давлениях. В противном случае, когда расстояния между молекулами сравнимы с их размерами, увеличение давления будет относительно мало менять объем, так как даже при очень большом давлении объем не может быть меньше суммарного объема всех молекул. Это обстоятельство можно учесть, если ввести небольшую поправку  $b$ , которая, как оказалось, равна объему всех молекул, умноженному на четыре. При этом вместо обычной формулы Клапейрона для моля газа

$$pV/T = R$$

( $R$  — универсальная газовая постоянная, приблизительно равная  $8,31$  Дж·моль $^{-1}$ ·К $^{-1}$ ) получается так называемое уравнение Ван-дер-Ваальса

$$(p + a/V^2)(V - b) = RT.$$

Коэффициенты  $a$  и  $b$  подбирают так, чтобы уравнение Ван-дер-Ваальса как можно лучше описывало экспериментально наблюдаемую зависимость давления газа от объема. Подбранное таким образом значение  $b$  используют для определения размеров молекулы делением его на четыре и на постоянную Авогадро.

Другой метод оценки размеров молекул основан на более точном измерении коэффициента внутреннего трения газов с последующим расчетом по формулам Максвелла. Теперь такой расчет провести можно, так как известно точное значение числа Лошмидта.

Наконец, третий метод определения размеров атомов или, точнее, межатомных расстояний основан на изучении дифракции рентгеновского излучения. Как известно, дифракция заключается в частичном огибании волнами света непрозрачных преград. Это явление удобно наблюдать с помощью специального прибора, называемого *дифракционной решеткой*, которой может служить система непрозрачных параллельных полос на стекле или система параллельных отражающих полосок. Проходя через дифракционную решетку или отражаясь от нее, волны света усиливаются в одних направлениях и ослабевают в других. Направления, в которых происходит усиление света, зависят не только от расстояний между полосками решетки, но и от длины волны, поэтому свет различных цветов усиливается в разных направлениях. В результате, рассматривая дифракционную решетку в белом свете, можно увидеть довольно яркие полосы всех цветов радуги. Чтобы убедиться в этом, достаточно посмотреть на долгоиграющую граммофонную пластинку, подобрав подходящий угол между ее плоскостью и лучом падающего света. Последний пример показывает, что дифракция наблюдается даже в том случае, когда расстояние между полосками решетки гораздо больше длины световой волны.

Рентгеновское излучение — это такие же электромагнитные волны, как волны видимого света, только более короткие. Пропуская рентгеновское излучение через различные кристаллы, немецкий физик Лауэ заметил, что отраженное излучение выходит из кристаллов только под вполне определенными углами, зависящими от типа кристалла и длины волны. Таким образом, наблюдалась типичная дифракционная картина, только роль чередующихся прозрачных и непрозрачных полос здесь выполняли межатомные расстояния и сами атомы. Другими учеными — Вульфом и Брэггом — была получена формула, связывающая расстояние между атомными плоскостями  $d$

Т а б л и ц а 3. Радиусы некоторых молекул,  $10^{-8}$  см

Вещество	По уравнению Ван-дер-Ваальса	По коэффициенту внутреннего трения
Водород	1,25	1,09
Азот	1,42	1,55
Хлор	1,65	1,85

с длиной волны  $\lambda$  и углом скольжения лучей по поверхности кристалла  $\theta$ :

$$2d \sin \theta = n\lambda.$$

Здесь  $n$  — любое целое положительное число: 1, 2, 3 и т. д. Измерив предварительно с помощью обычной дифракционной решетки длину волны рентгеновского излучения и установив экспериментально, при каких углах получают отражения от кристалла, можно затем по формуле Вульфа—Брэгга найти межатомные расстояния в кристалле. Оказалось, что расстояния между атомными плоскостями того же порядка, что и размеры атома, т. е. около  $10^{-8}$  см. Таким образом, сделанное нами раньше предположение о плотной упаковке атомов в твердых телах получило экспериментальное подтверждение. Отсюда понятно, почему твердые вещества практически несжимаемы.

В табл. 3 приведены результаты некоторых измерений радиусов молекул, проведенных двумя первыми методами. Как видно, результаты хотя и отличаются друг от друга, но все же достаточно близки. Таким образом, можно быть уверенным в том, что по крайней мере приблизительно размеры молекул нам известны.

Интересно, что размеры молекул различных газов оказались весьма близки друг к другу. Примерно такие же размеры  $[(0,6 - 2,6) \cdot 10^{-8}$  см] имеют и атомы всех элементов. Теперь становится понятным тот факт, что атомы и молекулы не удавалось и никогда не удастся увидеть в микроскоп: ведь длина световой волны (от  $4500 \cdot 10^{-8}$  до  $7700 \cdot 10^{-8}$  см) гораздо больше размера атома. Атом для световой волны — все равно что тонкий прутик для морской волны: и в том, и в другом случае волны, свободно огибая преграду, не претерпевают изменений. Поэтому, воспринимая глазом световые волны, нельзя сказать, стояло что-нибудь на их пути или нет. Есть, правда, молекулы-гиганты, имеющие несколько тысяч атомов (например, молекулы белка). Такие молекулы можно увидеть в самые сильные



из современных микроскопов, но разглядеть их, т. е. увидеть отдельные детали, все равно нельзя.

В дальнейшем оказалось, что атомы и молекулы имеют не четкие, а довольно расплывчатые границы, так что их размер неопределенен. Поэтому не приходится удивляться тому, что разные методы измерения радиусов молекул приводили к различным результатам. И уж совсем не ясно, что следует понимать под размером электрона. Но об этом позже.

#### СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ

Как уже известно, Клаузиус в 1857 году вычислил скорость молекул водорода при нормальных условиях и получил значение  $1,9 \cdot 10^3$  м/с. Немного позже Максвелл теоретически доказал, что молекулы движутся с разными скоростями, и сформулировал закон распределения скоростей, называемый сейчас его именем. При этом оказалось, что вычисленное Клаузиусом значение скорости является средней скоростью движения молекул. Хотя расчеты давали довольно достоверные данные, было интересно проверить их на эксперименте.

Долгое время ученым не удавалось экспериментально проверить выполненные расчеты, и только в 1920 году это сделал Штерн. Схема опыта Штерна показана на рис. 4. В центре вращающегося диска помещалась тонкая серебряная нить 1, нагреваемая электрическим током. Серебро постоянно испарялось, а его атомы летели через щели диафрагм 2 и 3 к холодному внешнему ободу и оседали на нем. Чтобы ничто не мешало движению атомов серебра, из прибора выкачивался воздух. Совершенно очевидно, что атомы серебра могли лететь только по прямым линиям, поэтому при неподвижном диске полоска осевшего серебра 4 находилась на ободе точно напротив щелей в диафрагме. Если же диск вместе с диафрагмами и ободом начинал вращаться, то за время полета атомов от диафрагмы до обода последний успевал сместиться, в результате чего полоска осевших атомов 5 тоже оказывалась смещенной. Зная скорость вращения диска, расстояние от диафрагм до обода и измерив экспериментально смещение полоски, Штерн получил для скорости атомов серебра значение 560 м/с. По расчетным данным при условии эксперимента средняя скорость молекул должна была равняться 580 м/с, т. е. согласие вполне удовлетвори-

ное. Следует отметить, что смещенная полоска в опыте Штерна была размыта, что прямо указывало на неодинаковость скоростей испаряющихся атомов серебра.

И расчеты, и эксперимент показывали, что в одних и тех же условиях атомы и молекулы различных элементов движутся с разными средними скоростями. Более детальное рассмотрение этого вопроса привело к выводу, что средняя энергия теплового поступательного движения частиц почти не зависит от их природы и определяется температурой среды:

$$\epsilon = 3kT/2.$$

В этом соотношении  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — так называемая *постоянная Больцмана*;  $T$  — температура газа, К. Учет возможности вращения молекул может привести лишь к небольшому изменению значения коэффициента  $3/2$ . В атомной физике энергию принято измерять в особых единицах — *электрон-вольтах* (эВ); 1 эВ — энергия, которую приобретает электрон, пройдя разность потенциалов 1 В. Легко подсчитать, что 1 эВ равен примерно  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж. Так вот, средняя энергия теплового движения атомов газа при нормальных условиях (300 К) составляет всего 0,025 эВ, а энергии 1 эВ соответствует температура 11 600 К.

Так были измерены все основные характеристики атома — его размеры, масса, скорость движения, энергия. Физики научились определять число атомов или молекул в любом теле или порции газа, расстояние между атомами и их относительное расположение в кристаллической решетке или в отдельной молекуле (что особенно важно при изучении сложных органических веществ). Все эти сведения в своей совокупности убедительно говорили о реальности существования атомов и молекул, хотя по-прежнему их так никто и не видел.

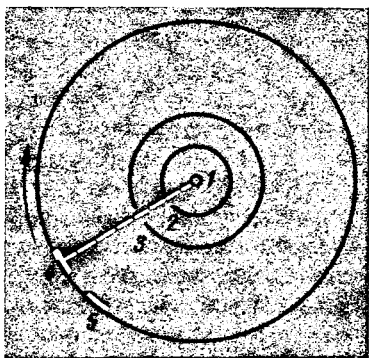


Рис. 4. Схема опыта Штерна (пояснения в тексте)

## ИЗ ЧЕГО СОСТОИТ АТОМ?

## ОТКРЫТИЕ РАДИОАКТИВНОСТИ

Итак, к концу XIX века почти все физики и химики были уверены в существовании атомов. Ученые умели надежно определять, во сколько раз атомы одного элемента тяжелее атомов другого, т. е. измерять относительные атомные массы; были сделаны первые абсолютные оценки размеров и масс атомов, но о внутренней структуре атомов ничего не было известно. Неудивительно, что многие ученые совершенно твердо были уверены в правоте древних греков, считавших атомы мельчайшими неделимыми бесструктурными частицами вещества. "Этот вопрос совершенно ясен, тут и думать-то нечего", — представлялось ученым того времени.

А призадуматься стоило. Ведь еще в начале XIX века было замечено, что атомные массы всех элементов в пределах существовавшей тогда точности измерений выражались целыми числами. Это обстоятельство еще в 1815 году натолкнуло английского ученого Праута на мысль: а не состоят ли атомы всех элементов из атомов водорода, словно дома из кирпичей? Гипотеза Праута была первой гипотезой о внутреннем строении атомов. Далее, как уже отмечалось, во второй половине XIX века Д. И. Менделеев открыл периодическую систему элементов. Эти, казалось бы, совершенно различные факты довольно ясно говорили о существовании какой-то внутренней связи между атомами различных элементов. Но только в самом конце XIX века было сделано несколько открытий, непосредственно доказавших сложное строение атома. Основным из них было открытие радиоактивности.

В 1895 году немецкий физик Рентген, проводя эксперименты по изучению электрического разряда в вакууме, установил, что в месте попадания быстрых электронов на стекло разрядной трубки кроме наблюдавшегося и ранее слабого зеленоватого свечения возникает какое-то невидимое излучение, способное проникать через толстые слои вещества и вызывать почернение фотопластинок. Это проникающее излучение впоследствии было названо рентгеновским.

Примерно в то же время французский физик Беккерель занимался изучением флюоресценции — слабого свечения некоторых минералов, возникающего при облучении их каким-ни-

будь сильным источником света. Узнав об открытии Рентгена, Беккерель решил проверить, не возникает ли рентгеновское излучение и при флюоресценции, которая очень напоминает свечение стекла в разрядной трубке. С этой целью Беккерель взял одно из наиболее сильно флюоресцирующих веществ — соль урана, положил ее на завернутую в черную бумагу фотографическую пластинку и выставил все это на солнце. Было известно, что под действием солнечного света соль урана сильно флюоресцирует; поэтому, проявив пластинку и обнаружив на ней в том месте, где лежала соль урана, темное пятно, Беккерель решил, что первоначальное предположение было правильным, т. е. рентгеновское излучение возникает лишь одновременно с появлением флюоресценции. Подготовив один из следующих опытов, Беккерель положил пластинку с еще не облученной солью урана в шкаф. День оказался пасмурным, проводить опыт было бессмысленно, и пластинка осталась лежать в шкафу. Через несколько дней пластинку на всякий случай проявили. Каково же было изумление Беккереля, когда на этой пластинке оказалось черное пятно! Ведь это означало, что соль урана сама, без всякой флюоресценции испускает какое-то излучение, похожее по свойствам на лучи Рентгена, а раз из атомов урана что-то вылетает, значит, они как-то изменяются, превращаются в нечто иное. Контрольные опыты убедительно подтвердили правильность сделанного вывода. Так, в 1896 году было открыто явление самопроизвольного превращения атомов некоторых веществ, сопровождающегося испусканием проникающего излучения. Это явление впоследствии было названо *радиоактивностью*.

Дальше открытия посыпались как из рога изобилия. Оказалось, что в магнитном поле радиоактивное излучение разделяется на три: одно идет прямо, а два других отклоняются в противоположные стороны. Отсюда можно было сделать вывод, что существует по крайней мере три вида излучения, причем первый из них представляет собой поток положительно заряженных частиц, второй — поток отрицательно заряженных частиц, а третий — поток электрически нейтральных частиц. Эти три излучения были названы тремя первыми буквами греческого алфавита:  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ . Далее выяснилось, что отношение заряда к массе, знак заряда и сам заряд у  $\beta$ -частиц точно такой же, как у электронов. Отсюда естественно напрашивался вывод, что  $\beta$ -частицы — обычные электроны. В дальнейшем этот вывод с достоверностью был подтвержден десятками других экспериментов.

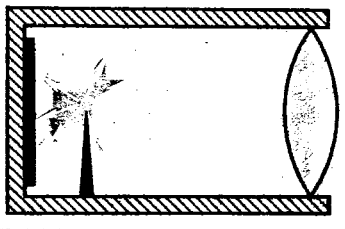


Рис. 5. Спинтарископ Крукса

В то же время отношение заряда к массе для  $\alpha$ -частиц оказалось в тысячи раз меньше, чем для электронов, и даже в 2 раза меньше, чем для атомов водорода. Данное обстоятельство натолкнуло Резерфорда и его помощника Содди на мысль о том, что  $\alpha$ -частицы являются, дважды ионизованными атомами гелия. В даль-

нейшем это предположение было подтверждено Резерфордом непосредственно: он обнаружил появление гелия в сосуде, в котором находился  $\alpha$ -активный препарат.

Наконец,  $\gamma$ -излучение оказалось сродни обычному свету: это такие же электромагнитные волны (сгустки электромагнитных волн называют обычно *фотонами* или, в некоторых случаях,  *$\gamma$ -квантами*), только очень короткие — их длина в десятки и сотни тысяч раз меньше длины световых волн! О том, как была измерена столь малая величина, будет рассказано в следующих главах. А пока вернемся к истории дальнейшего изучения радиоактивности.

После открытия Беккереля Пьер и Мария Кюри, Резерфорд и другие ученые обнаружили несколько новых радиоактивных элементов: радий, полоний, актиний, "благородный" газ радон и другие. Значит, радиоактивность — не исключительное свойство одного урана, а довольно распространенное явление. Более того, оказалось, что все элементы, стоящие в периодической таблице за свинцом, радиоактивны и среди них — давно известный металл торий. Таким образом, делая колпачки для газовых ламп из окиси тория, люди имели дело с радиоактивным веществом, даже не подозревая об этом!

Очень скоро выяснилось, что ионизирующее излучение может не только засвечивать фотопленку, но и оказывать другие виды воздействия на вещество. Так, в некоторых веществах при попадании  $\alpha$ -частиц возникали вспышки света, правда, очень слабые, но все же видимые в темноте простым глазом. Для наблюдения таких вспышек, или, как их обычно называют, *сцинтилляций*, Крукс предложил простой прибор — *спинтарископ* (рис. 5). Он представляет собой небольшую круглую коробочку, доньшко которой покрыто изнутри слоем сернистого цинка, верх заменен обычной линзой, а между линзой и

сернистым цинком находится игла, на острие которой помещено небольшое количество радиоактивного вещества. Под действием летящих с иглки  $\alpha$ -частиц в сернистом цинке возникают сцинтилляции, которые и наблюдаются через линзу. В течение многих лет такой прибор широко использовался для изучения свойств ионизирующего излучения. Затем обнаружилась способность этого излучения к биологическим воздействиям. В этом убедились на собственном опыте Пьер Кюри и Беккерель, получив ожоги от ампул с радиоактивными веществами, которые они носили с собой в кармане.

Природа радиоактивности долгое время оставалась неясной. Первые сведения на этот счет были получены с установлением природы  $\alpha$ -частиц. Далее оказалось, что в ампуле, содержащей радий, одновременно с гелием появляется еще один элемент — радиоактивный газ радон. Если радон отделяли от радия, то он быстро исчезал, а вместо него в сосуде появлялись новые элементы — полоний, актиний и другие. Отсюда следовал вывод о том, что радиоактивность связана с превращением атомов одних элементов в атомы других, или, как обычно говорят, с *радиоактивным распадом* атомов. Вот вам и "неделимый"!

Немного позже, в 1913 году, Фаянс и Содди уточнили, какие именно превращения элементов происходят при радиоактивном распаде. Оказалось, что при испускании  $\alpha$ -частицы атом исходного элемента превращается в атом элемента, стоящего в периодической таблице на две клетки левее исходного, а при испускании  $\beta$ -частицы происходит аналогичный сдвиг, но только на одну клетку вправо. Например, выбрасывая  $\alpha$ -частицу, атом урана превращается в атом тория, а последний испускает  $\beta$ -частицу и превращается в атом протактиния.

Возникающий при распаде элемент по отношению к исходному называется *дочерним*. Очень часто дочерние элементы сами оказываются радиоактивными, и тогда распад идет дальше. В результате возникает цепочка последовательных превращений, пока не получится атом стабильного элемента (обычно свинца). Такие цепочки называют *радиоактивными семействами*. В природе существуют три радиоактивных семейства, объединяющих все имеющиеся в естественных условиях радиоактивные элементы тяжелее свинца. В дальнейшем искусственным путем были получены элементы четвертого семейства.

Интересно было выяснить, как радиоактивный распад происходит во времени. Было установлено, что интенсивность ионизирующего излучения урана, радия и тория практически не изменяется. В то же время радиоактивность радона исчезает

в течение нескольких дней. Так что же, распад радия и его дочернего продукта радона происходит по разным законам? Это предположение было крайне маловероятным. И в самом деле, в 1899 году Эльстер и Гейтель установили, что число атомов любого радиоактивного вещества уменьшается со временем по одному и тому же экспоненциальному закону. Другими словами, если  $N_0$  — число атомов в образце в начале опыта, то по прошествии времени  $t$  в образце останется только  $N$  атомов, причем

$$N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 \exp(-\lambda t),$$

где  $e \approx 2,718$  — основание натурального логарифма. В этой формуле  $\lambda$  называется *постоянной распада*. Каждое радиоактивное вещество характеризуется своим значением постоянной распада, причем чем оно меньше, тем медленнее происходит распад. Уран и радий распадаются настолько медленно, что даже в течение года число их атомов практически не изменяется, а поэтому почти не изменяется и интенсивность излучения, тогда как радон распадается гораздо быстрее. О том, как измеряют скорость распада различных радиоактивных веществ, будет рассказано немного позже.

Всю эту информацию физики получили в течение всего нескольких лет, однако она носила в основном качественный характер. Тем не менее в ней содержались совершенно новые, фундаментальные сведения о строении веществ, без которых невозможно было бы дальнейшее развитие как атомной физики в целом, так и техники измерений атомных величин в частности. К тому же сделанные открытия поставили перед учеными ряд конкретных задач, непосредственно связанных с измерениями: необходимо было научиться измерять продолжительность существования атомов радиоактивных веществ, число распадов в любом образце, энергию и скорость вылетающих частиц и т. д. Все эти сведения нужны были физикам для создания и проверки новых гипотез о строении вещества, с помощью которых можно было бы объяснить вновь открываемые факты и тем самым глубже понять окружающий мир.

Одним из наиболее важных вопросов, которые предстояло решить, был вопрос о строении атома. Сам факт распада атома на атомы других элементов свидетельствовал о его сложной структуре. К тому же из атома при распаде вылетают заряженные частицы; но ведь в обычном состоянии он электрически нейтрален, значит, в нем есть и другие частицы с зарядом про-

тивоположного знака, а это опять-таки указывает на сложную структуру атома.

На первый взгляд, все эти факты можно было связать с предложенной еще до открытия радиоактивности моделью атома Томсона. Желая объяснить появление электронов в катодных лучах, Томсон предположил, что атомы — это маленькие сферы из положительно заряженной "жидкости", в которой "плавают" отрицательно заряженные электроны. Гипотеза Томсона объясняла многие известные в то время факты: появление свободных электронов при нагреве металлов, возникновение катодных лучей и, что уже отмечалось, некоторые эффекты, связанные с радиоактивностью. Поэтому теория Томсона быстро завоевала себе много сторонников.

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ РАСПАДА

В 1903 году Пьер Кюри и Лаборд заметили, что соединения радия всегда немного теплее окружающей среды. Поместив некоторое количество одного из таких соединений в обычный калориметр, нетрудно было установить, что каждый грамм радия выделяет около 590 Дж/ч. Разделив это значение на число распадов, происходящих в 1 г радия за 1 ч, можно было определить количество энергии, выделяющейся при одном акте распада. Но как вычислить количество распадов? Проще всего это можно было бы сделать подсчетом сцинтилляций в спинтарископе Крукса, однако в 1 г радия распады происходят столь часто, что человеческий глаз не в состоянии фиксировать отдельные вспышки. Даже наименьшее количество вещества, уверенно отвешиваемого на химических весах, — 0,1 мг — все еще велико для спинтарископа. Если же только слегка прикоснуться кончиком иголки к радиоактивному соединению, то количество захваченного вещества будет небольшим и считать сцинтилляции будет легко. Однако в этом случае неизвестно, какое именно количество радия находится на иголке, а следовательно, нельзя определить число распадов в 1 г радия за 1 ч. В подобных случаях поступают следующим образом.

Отвешивают, например, количество соли, содержащее 5 мг радия, и растворяют его в 5 л воды. Если теперь перемешать хорошо раствор, а затем тоненькой стеклянной трубочкой перенести капельку этого раствора объемом 1 мм<sup>3</sup> на иголку



спинтарископа и дать ей испариться, то, как легко подсчитать, на иголке окажется  $10^{-9}$  г радия. Зная значение видимой в лупу площади поверхности экрана из сернистого цинка и расстояние от иголки до экрана, легко подсчитать, какую долю  $\alpha$ -частиц может заметить наблюдатель. Допустим, что в условиях эксперимента только одна  $\alpha$ -частица из 100 попадает в поле зрения наблюдателя. Если бы мы действительно осуществили такой опыт, то в результате длительного наблюдения установили бы, что в среднем за 100 с возникает 37 вспышек. Так как мы регистрируем только сотую долю всех  $\alpha$ -частиц, полное число распадов в нашем образце составляет 3700 за 100 с, или 37 расп./с, а в 1 г радия число распадов в  $10^9$  раз больше, т. е.  $3,7 \cdot 10^{10}$  расп./с, или  $1,33 \cdot 10^{14}$  расп./ч. Теперь учтем то обстоятельство, что в радии после очистки довольно быстро накапливаются три продукта его распада, атомы которых тоже испускают  $\alpha$ -частицы. Полученное в опыте с калориметром значение 590 Дж/ч следует отнести ко всем этим распадам, т. е. на долю самого радия приходится энергия, примерно в 4 раза меньшая. Разделив 590 на 4, а потом еще на  $1,33 \cdot 10^{14}$ , найдем, что на долю одного распада приходится энергия, равная примерно  $1,1 \cdot 10^{-12}$  Дж, или 6,8 МэВ (мегаэлектрон-вольт\*).

Другой путь измерения энергии распада основан на непосредственном определении энергии вылетающих частиц. Как отмечалось выше, изучение отклонения частиц в электрическом и магнитном полях позволяет найти не только отношение заряда к массе, но и скорость частицы, а зная массу и скорость частиц, нетрудно подсчитать и их энергию. После опытов Резерфорда и Содди можно было смело утверждать, что  $\alpha$ -частица — это дважды ионизованный атом гелия; следовательно, масса  $\alpha$ -частицы в 4 раза больше массы атома водорода и равна примерно  $6,6 \cdot 10^{-24}$  г. В 1908 году Резерфорд и Гейгер провели соответствующие опыты и получили для энергии  $\alpha$ -частиц почти то же значение, что и в опыте с калориметром, — около 6 МэВ.

Еще один способ определения энергии  $\alpha$ -частиц заключается в подсчете числа пар ионов, создаваемых ими при движении через газ. Об этом способе речь будет идти позже, здесь же отметим, что и он дает примерно то же значение.

В гл. 2 указывалось, что средняя энергия теплового движения атома при нормальной температуре составляет всего

---

\* 1 МэВ =  $10^6$  эВ; 1 кэВ =  $10^3$  эВ.

0,025 эВ. Энергия, выделяющаяся в расчете на один атом при химических реакциях, оказывается порядка 1–2 эВ. Таким образом, энергия радиоактивного распада в несколько миллионов раз больше энергии, выделяющейся при любом ранее известном процессе. Если бы все атомы в куске радия распались одновременно, то температура образовавшегося газа достигла бы нескольких сотен миллионов градусов!

Возникает естественный вопрос: откуда берется эта энергия? Ведь радиоактивный распад происходит "сам по себе", без всякого внешнего воздействия. Более того, никакими внешними воздействиями (температурой, давлением, химическими реакциями и т. п.) не удавалось хотя бы в малой степени ускорить или замедлить распад или изменить его энергию. Создавалось впечатление, будто в недрах вещества непрерывно в течение веков и тысячелетий рождается энергия "из ничего". Многие ученые уже начинали сомневаться в непогрешимости закона сохранения энергии при атомных явлениях. Но закон сохранения энергии был справедлив, как всегда, и в этом случае, а объяснение выделения огромного (в расчете на один атом) количества энергии при радиоактивном распаде было найдено лишь несколько лет спустя, когда накопился достаточный экспериментальный и теоретический материал.

#### ОТКРЫТИЕ АТОМНОГО ЯДРА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕГО РАЗМЕРОВ И ЗАРЯДА ПО РАССЕЯНИЮ $\alpha$ -ЧАСТИЦ

В 1906 году Резерфорд заметил, что при прохождении через слой воздуха пучок  $\alpha$ -частиц несколько расходится. Это явление естественно было объяснить рассеянием  $\alpha$ -частиц молекулами газа, входящего в состав воздуха.

Работая под руководством Резерфорда, Гейгер и Марсден провели серию опытов по изучению рассеяния  $\alpha$ -частиц не только воздухом, но и тонкими фольгами из разных металлов (рис. 6). Для регистрации  $\alpha$ -частиц они пользовались сцинтиллирующим экраном. В результате этих опытов было установлено, что подавляющее число  $\alpha$ -частиц при рассеянии отклоняется незначительно, но отдельные частицы изменяют направление движения на угол  $90^\circ$  и более, причем число сильно откло-

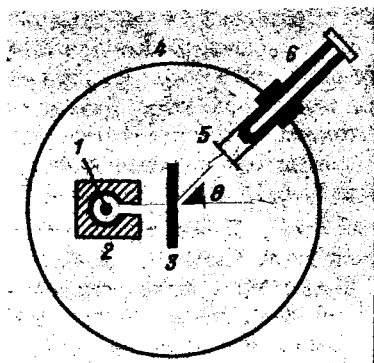


Рис. 6. Схема опыта Гейгера и Марсдена:

1 — источник  $\alpha$ -частиц; 2 — защитный чехол; 3 — фольга из исследуемого материала; 4 — вращающийся корпус; 5 — экран; 6 — микроскоп

няющихся частиц тем больше, чем выше порядковый номер элемента мишени.

Результаты опытов Гейгера и Марсдена невозможно было

объяснить в рамках модели атома Томсона. Ведь по этой модели атом в целом электрически нейтрален, следовательно, на расстоянии подействовать на  $\alpha$ -частицу не может. Да и внутриатомное вещество, по Томсону, в среднем нейтрально, а столкновения с отдельными электронами могли лишь незначительно изменить направление полета  $\alpha$ -частицы, так как ее масса гораздо больше массы электрона; подобно этому случайное столкновение винтовочной пули с комаром не спасет мишень от попадания. Значит, в атоме есть какая-то массивная компактная часть, несущая электрический заряд, на которой и происходит рассеяние  $\alpha$ -частиц.

Простой расчет показывает, какое значение должен иметь заряд атома мишени и на какое расстояние должна подойти к нему  $\alpha$ -частица, чтобы сила электростатического взаимодействия отбросила ее назад. Предположим, что ответственная за рассеяние часть атома мишени имеет положительный электрический заряд  $q$  (ибо отрицательные электроны не могут привести к заметному рассеянию) и что  $\alpha$ -частица, имеющая заряд  $q_\alpha$ , летит точно по линии, проходящей через центр атома. Характер протекания столкновения очевиден: приближаясь к атому,  $\alpha$ -частица под действием электростатической силы отталкивания постепенно должна терять свою скорость; в некоторой точке она на мгновение совсем остановится, после чего под действием той же силы начнет движение обратно. В момент остановки вся первоначальная кинетическая энергия частицы переходит в потенциальную, поэтому расстояние точки остановки от центра рассеивающего атома можно найти из соотношения

$$E_\alpha = q q_\alpha / (4\pi \epsilon_0 r)^*.$$

\* Напомним, что электрическая постоянная  $\epsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12}$  Кл<sup>2</sup>/(м<sup>2</sup>·Н).

В этом соотношении энергия и заряд  $\alpha$ -частицы могут считаться известными. Заряд, который следует приписать рассеивающей части атома, тоже примерно известен: по крайней мере, он одного порядка с зарядом  $\alpha$ -частицы, а если и больше его, то в десять или от силы в несколько десятков раз (ведь  $\alpha$ -частица — тоже атом!). Наблюдение рассеяния  $\alpha$ -частиц на атомах гелия, проведенное потом Блэккетом, подтвердило, что в данном случае все характеристики "снаряда" и "мишени" одинаковы.

Итак, в написанном соотношении остается одна неизвестная величина  $r$ , которую можно теперь легко найти. Предполагая, что  $q = 20e$ ,  $q_\alpha = 2e$  и  $E_\alpha = 6 \text{ МэВ} = 9,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$ , находим

$$r = q q_\alpha / (4 \pi \epsilon_0 E_\alpha) \approx 9,6 \cdot 10^{-15} \text{ м},$$

значит, область, занятая зарядом, должна быть во всяком случае не больше этой величины, а может быть, даже и еще меньше!

Из результатов опытов Гейгера и Марсдена можно сделать два важных вывода:

1) в атоме имеется область размером около  $10^{-15} \text{ м}$ , т. е. примерно в 10 тысяч раз меньшая, чем сам атом, в которой сосредоточен значительный электрический заряд;

2) в этой же области сосредоточена и большая часть массы атома, так как в противном случае  $\alpha$ -частицы не смогли бы сильно отклоняться (вспомним пример с пулей и комаром).

В дальнейшем это внутриатомное образование получило название *атомного ядра*. Для того чтобы уточнить размер атомного ядра и значение его заряда, Резерфорд предпринял серию новых экспериментов по рассеянию  $\alpha$ -частиц. Он и его сотрудники измеряли число  $\alpha$ -частиц, рассеянных фольгами различных металлов на разные углы. Очевидно, что чем дальше пролетает  $\alpha$ -частица от ядра, тем слабее она отклоняется. А так как точное попадание всегда менее вероятно, чем менее точное, то следует ожидать, что на малые углы отклонится значительно больше частиц, чем на большие (что и наблюдалось на опыте). Резерфорд вывел формулу, согласно которой число частиц  $N$ , рассеянных ядрами на угол  $\theta$ ,

$$N = N_0 n s \frac{Z e^2}{m v^2} \sqrt{\frac{1}{\sin^4 (\theta/2)}},$$

если фольга настолько тонка, что каждая частица сталкивается не более чем с одним ядром. В этой формуле  $N_0$  — общее число падающих частиц;  $n$  — число атомов в  $1 \text{ см}^3$  вещества;  $s$  —

толщина фольги;  $Z$  — заряд ядра-мишени, выраженный в единицах элементарного заряда;  $m$  и  $v$  — масса и скорость падающих частиц. Значения  $N$ ,  $N_0$  и  $\theta$  измеряются непосредственно при проведении опыта,  $m$  и  $v$  можно считать известными. Неизвестно только значение  $Z$ , которое и определяют с помощью написанной формулы.

Оказалось, что ядра различных элементов имеют разные заряды, причем, как заметил Ван ден Брук,  $Z$  совпадает с порядковым номером элемента в периодической системе элементов Д. И. Менделеева. Таким образом, с ростом массы атома увеличивается и заряд атомного ядра. В первом приближении масса и заряд ядра даже пропорциональны друг другу. Однако в некоторых случаях эта пропорциональность нарушается. Известно, что для соблюдения определенной последовательности чередования свойств элементов Д. И. Менделееву пришлось допустить в трех случаях отступления от требования постепенного увеличения атомных масс элементов (обратите внимание на атомные массы следующих пар элементов: аргон—калий, кобальт—никель и теллур—иод). В то же время правило Ван ден Брука не знает исключений. Таким образом, Резерфорд и Ван ден Брук немного уточнили закон Менделеева, который следует формулировать так: химические свойства элементов находятся в периодической зависимости от заряда их ядер.

Эти же опыты позволили более точно определить размеры атомных ядер. Измеряя число рассеянных на разные углы  $\alpha$ -частиц, Резерфорд, Гейгер и Марсден установили, что на тяжелых элементах рассеяние происходит точно в соответствии с формулой Резерфорда, т. е. число отклоненных частиц уменьшается обратно пропорционально  $\sin^4(\theta/2)$ . Для легких элементов при малых углах оно тоже обратно пропорционально  $\sin^4(\theta/2)$ , однако, начиная с некоторого угла  $\theta_{\text{макс}}$ , эта зависимость резко нарушается. При выводе формулы Резерфорда предполагалось, что  $\alpha$ -частицы и ядра взаимодействуют друг с другом как заряженные шарики или точки. Нарушение формулы Резерфорда говорит о вступлении в действие каких-то новых сил. Такими силами могут быть, например, силы сцепления, упругости или трения при соприкосновении поверхностей  $\alpha$ -частицы и ядра. Другими словами, естественно допустить, что аномально рассеянные  $\alpha$ -частицы соприкасались с ядром. Расчет показывает, что в случае справедливости формулы Резерфорда расстояние между центрами  $\alpha$ -частицы и ядра в момент наибольшего сближения  $d$  (рис. 7) связано

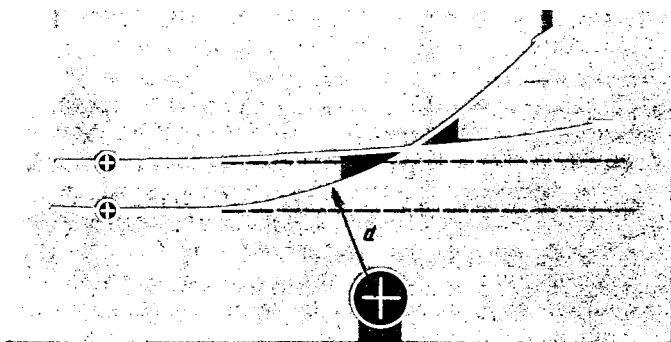


Рис. 7. Движение заряженных частиц в поле ядра

с углом рассеяния соотношением

$$d = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0mv^2} \sqrt{1 + \operatorname{cosec} \frac{\theta}{2}}.$$

Если подставить в эту формулу значение  $\theta_{\text{макс}}$ , при котором начинаются нарушения нормального рассеяния, то получится расстояние  $d_0$  между центрами  $\alpha$ -частицы и ядра в момент касания, равное сумме радиусов  $\alpha$ -частицы и ядра. Радиус самой  $\alpha$ -частицы легко определить при изучении рассеяния на ядрах гелия, так как в этом случае  $d_0 = 2r_\alpha$ . Вычитая полученный таким образом радиус  $\alpha$ -частицы из найденных для других элементов значений  $d_0$ , можно было определить радиусы ядер этих элементов.

Понятно, что так можно измерить радиусы ядер лишь тех элементов, для которых наблюдается "аномальное" рассеяние  $\alpha$ -частиц. Выше отмечалось, что к этой группе относятся только самые легкие элементы с небольшим зарядом ядра. Более тяжелые ядра имеют настолько большие заряды, что энергии  $\alpha$ -частицы не хватает на преодоление электростатического отталкивания. Поэтому даже в случае лобового удара касания не происходит, рассеяние оказывается целиком "нормальным" и размер ядра никак не проявляется. Для того чтобы и на тяжелых ядрах рассеяние было "аномальным", необходимо, чтобы энергии  $\alpha$ -частиц были гораздо больше, чем энергии  $\alpha$ -частиц, образующихся при радиоактивном распаде существующих в природе элементов. Выход из этого положения был найден после создания ускорителей частиц, о которых будет рассказано в гл. 6.

К концу XIX века было установлено, что в излучении раскаленных тел волнами разной длины переносятся различное количество энергии. Эксперимент показал, что зависимость интенсивности излучения  $I$  от длины волны  $\lambda$  изображается плавной кривой с максимумом, положение которого зависит от температуры тела (рис. 8): именно такое распределение энергии характерно для спектра Солнца. Но, как ни странно, подобные кривые никак не удавалось получить теоретически: все расчеты, основанные на предположениях об обычном характере электромагнитного излучения атома, приводили к неправдоподобному выводу о том, будто бы даже у несильно нагретых тел интенсивность излучения должна неограниченно возрастать в сторону более коротких длин волн. Это расхождение теории с экспериментальными данными и со здравым смыслом в ультрафиолетовой части спектра было настолько драматичным, что возникшая ситуация получила название *ультрафиолетовой катастрофы*.

Но вот в самом начале XX века, в 1900 году, Планк установил, что распределение энергии в спектре нагретых тел можно получить в предположении, что электромагнитные волны излучаются не непрерывно, а отдельными порциями (*квантами*), причем частота излучения  $\nu$  связана с энергией одного кванта  $\epsilon$  соотношением  $\epsilon = h\nu$ . Коэффициент пропорциональности  $h$ , приблизительно равный  $6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с, был назван впоследствии *постоянной Планка*.

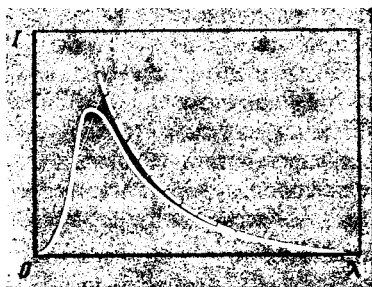


Рис. 8. Зависимость интенсивности излучения  $I$  от длины волны  $\lambda$ :  
сплошная линия — результат эксперимента, пунктирная — результат расчета по классической теории

Позже выяснилось, что в мире малых масштабов скачкообразное изменение энергии является общим правилом. Любая система связанных силами притяжения микрочастиц может находиться лишь в фиксированных состояниях с определенными значениями энергии:  $E_1, E_2, E_3$  и т. д. Если по вертикальной оси откладывать энергию системы, то эти состояния весьма наглядно можно изобразить

горизонтальными линиями (рис. 9). Такие линии напоминают отметки уровня жидкости в сосуде, поэтому их обычно называют *энергетическими уровнями* системы. Переход системы из одного состояния в другое совершается не постепенно, а скачком, минуя промежуточные состояния; на схеме уровней такой переход изображается вертикальной стрелкой. При этом выделяется или поглощается соответствующее количество энергии. Так, при переходе системы из второго состояния в первое выделяется квант энергии  $\epsilon = E_2 - E_1$ . При обратном переходе из первого состояния во второе значение  $\epsilon$  оказывается отрицательным; это означает, что данное количество энергии необходимо затратить, чтобы осуществить указанный переход.

Если при переходе энергия выделяется в виде электромагнитных волн, то говорят, что система испустила фотон ("частицу", квант света) частотой колебаний, определяемой соотношением Планка. Эти представления легли в основу новой физической теории, получившей название *квантовой механики*. В ее создании приняли участие выдающиеся физики Планк, Н. Бор, де Бройль, Гейзенберг, Шредингер, Эйнштейн и многие другие. Значительный вклад был внесен в нее и советскими физиками В. А. Фоком, Л. Д. Ландау, И. М. Лифшицем, Д. И. Блохинцевым. В результате их творческих усилий была создана стройная теория, обладающая мощным математическим аппаратом, гораздо более сложным, чем аппарат "классической" физики. Но не надо думать, что между квантовой теорией и классической физикой лежит пропасть: классическая механика является как бы частным случаем более общей квантовой механики, относящимся к миру больших масштабов. В этом мире все тела состоят из громадного числа частиц, следовательно, число возможных состояний тоже очень велико

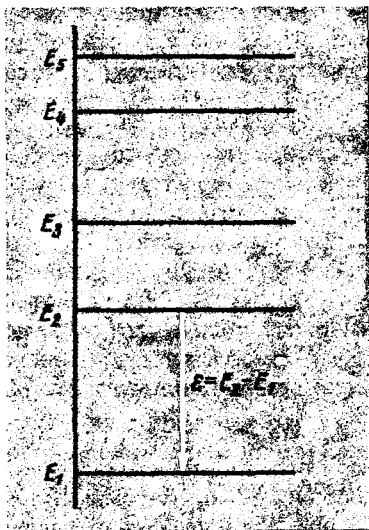


Рис. 9. Схема возможных энергетических состояний квантовой системы микрочастиц



и расположены они столь близко друг к другу, что заметить отдельные скачки совершенно невозможно: нам кажется, будто бы в любом процессе энергия изменяется непрерывно и может принимать какие угодно значения. Квантовая механика сама позволяет определять условия, при которых возможен переход к более простым формулам классической теории. Одно из таких условий очень простое: произведение передаваемой в каком-либо процессе энергии на время, в течение которого этот процесс происходит, должно быть гораздо больше постоянной Планка:

$$Et \gg h.$$

Если же произведение  $Et$  лишь немного больше постоянной Планка:  $Et \gtrsim h$ , то применение классической физики приведет к неправильным результатам, и в этом случае необходимо пользоваться более общими методами квантовой теории. Неудивительно, что в мире микромасштабов квантовая механика зачастую приводит к совершенно неожиданным результатам, которым невозможно найти аналогию в привычной для нас обстановке. Так, де Бройль показал, что при определенных условиях любые частицы — электроны, ядра и прочие — ведут себя подобно . . . волнам! Он даже вычислил длину этих волн. Она оказалась равной постоянной Планка, деленной на количество движения (импульс) частицы:

$$\lambda = h / (mv).$$

Десятки, сотни опытов подтвердили затем наличие волновых свойств у микрочастиц, так что как ни парадоксален этот факт, сейчас он совершенно бесспорен.

Другой очень важный результат был получен Гейзенбергом. Он доказал, что в мире малых масштабов ни при каких условиях нельзя одновременно измерить со сколь угодно высокой точностью количество движения частицы  $p = mv$  и ее координату  $x$ : всякий раз при таких измерениях неизбежно возникают неопределенности в значениях  $\Delta p$  и  $\Delta x$ , причем

$$\Delta p \cdot \Delta x \gtrsim h.$$

Из этого соотношения следует, что, стараясь лучше измерить координату, мы стремимся уменьшить неопределенность  $\Delta x$ , но при этом неизбежно увеличивается погрешность определения количества движения и наоборот. Существует аналогичное соотношение для энергии  $E$  и времени  $t$ :

$$\Delta E \cdot \Delta t \gtrsim h.$$

Эти соотношения называют обычно *соотношениями неопределенностей* Гейзенберга. Они характеризуют границы наших возможностей при проникновении в тайны микромира, но они же позволяют сделать и ряд важных количественных оценок, о которых речь пойдет дальше. Из сказанного следует, что специфические квантовые свойства проявляются только в мире малых масштабов, у частиц, размеры которых не превышают, как правило,  $10^{-8}$  см. Даже пылинки и микробы по сравнению с этими микрочастицами являются слишком большими объектами, содержащими миллиарды атомов, и на их поведении квантовые свойства не сказываются. Поэтому квантовая механика не могла возникнуть раньше, когда люди изучали только то, что могли непосредственно воспринять своими органами чувств.

Квантовая механика объяснила колоссальное число явлений, которые нельзя было понять в рамках старых классических представлений. При этом уравнения квантовой механики позволяют во многих случаях проводить количественные расчеты с очень высокой точностью — до восьмого знака после запятой. Область применимости квантовой теории непрерывно расширяется: перешагнув границы физики, она проникла в химию, а сейчас ее начинают применять даже в биологии. Таким образом, квантовую механику с полным основанием можно назвать величайшей теорией XX века.

Само собой понятно, что подобные теории, производящие подлинный переворот в науке, рождаются далеко не каждый день. И тем не менее почти одновременно с квантовой механикой появилась на свет другая теория, столь же революционная и значимая — *теория относительности*. Основной вклад в создание современной теории относительности внес Эйнштейн, хотя некоторые ее идеи восходят еще к работам Галилея, а отдельные вопросы разрабатывались до и после первой статьи Эйнштейна (1905 год) Лоренцем, Пуанкаре, Минковским, Фридманом, Инфельдом и другими физиками.

Для атомной и ядерной физики первостепенное значение имеет первая часть теории относительности, называемая *специальной теорией относительности*. Она базируется на двух постулатах, отражающих всю совокупность известных экспериментальных данных: 1) скорость света в вакууме является универсальной константой, которая не зависит от движения источника света и наблюдателя; 2) никаким экспериментом внутри так называемой инерциальной системы координат невозможно установить, движется такая система или находится в покое. Из этих постулатов строго логическими рассужде-

ниями и математическими выкладками можно получить ряд важных выводов. Вот некоторые из них.

1. Скорость света в вакууме  $c \approx 300\,000$  км/с — наивысшая скорость в природе; скорости любых частиц с отличными от нуля массами покоя могут быть сколь угодно близки к  $c$ , но никогда не могут с ней сравняться (о том, что такое масса покоя, будет сказано в п. 3).

2. Длина тела  $l$  и продолжительность события  $\tau$  не абсолютны, а зависят от скорости движения наблюдаемых объектов относительно наблюдателя. Если при покоящемся объекте измерения длины и длительности привели соответственно к значениям  $l_0$  и  $\tau_0$ , то при движении того же объекта со скоростью  $v$  наблюдатель регистрирует длину

$$l = l_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

и продолжительность

$$\tau = \tau_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}.$$

Поскольку  $l < l_0$  и  $\tau > \tau_0$ , говорят, что в движущейся относительно нас системе координат наблюдается сокращение длин и замедление времени. При этом для наблюдателя, движущегося вместе с самим объектом, естественно, сохраняются значения  $l = l_0$  и  $\tau = \tau_0$ .

3. Масса любого тела тоже зависит от скорости:

$$m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}.$$

Здесь  $m_0$  — масса, измеренная наблюдателем, относительно которого данное тело покоится, поэтому величину  $m_0$  обычно называют *массой покоя*. Заметим, что масса покоя совпадает с массой, фигурирующей в классической теории.

4. Полная энергия, заключенная в любом теле, выражается соотношением

$$E = mc^2,$$

которое можно записать иначе, воспользовавшись отмеченной выше зависимостью  $m$  от  $v$ :

$$E = m_0 c^2 / \sqrt{1 - v^2/c^2}.$$

Заметим, что если скорость тела равна нулю, то полная энергия не обращается в нуль, а становится равной так называемой энергии покоя:

$$E_0 = m_0 c^2.$$

Энергия покоя не проявляется в обычных для энергии формах, но при некоторых особых процессах энергия покоя отдельных частиц может перейти в другие формы энергии, например в энергию излучения.

5. Количество движения в механике выражается произведением массы на скорость, а в теории относительности — соотношением

$$p = m_0 v / \sqrt{1 - v^2/c^2}.$$

Объединяя написанные выше выражения для энергии и количества движения, получаем следующую весьма полезную формулу:

$$E^2/c^2 = p^2 + m_0^2 c^2.$$

А теперь рассмотрим несколько следствий из приведенных выше соотношений.

При любом измерении энергии тела меняется и его масса, причем изменение энергии  $\Delta E$  и изменение массы  $\Delta m$  связаны соотношением

$$\Delta E = \Delta m c^2.$$

В частности, кинетическая энергия тела, т. е. энергия, связанная с движением, равна разности между полной энергией и энергией покоя:

$$E_K = E - E_0 = m_0 c^2 (1/\sqrt{1 - v^2/c^2} - 1).$$

Эта формула гораздо сложнее знакомой из школьного курса физики формулы для кинетической энергии

$$E_K = m v^2 / 2,$$

однако, так же как и в квантовой механике, формулы классической теории можно считать следствием более общих законов теории относительности, примененных к частному случаю небольших скоростей. Так, только что написанное выражение для кинетической энергии при  $v \ll c$  переходит в обычную формулу  $E_K = m v^2 / 2$ . Для того чтобы убедиться в этом, перепишем указанное выражение несколько иначе:

$$E_K = m_0 c^2 [(1 - v^2/c^2)^{-1/2} - 1],$$

а потом воспользуемся формулой бинома Ньютона

$$(a + x)^n = a^n + n a^{n-1} x + [n(n-1)/2] a^{n-2} x^2 + \dots,$$

положив в ней  $a = 1$ ,  $x = v^2/c^2$ ,  $n = -1/2$ . Поскольку в нашем случае  $x \ll 1$ , в формуле бинома Ньютона можно пренебречь всеми членами, в которые входят  $x^2$ ,  $x^3$ ,  $x^4$  и т. д. При этом

$$(1 - v^2/c^2)^{1/2} \approx 1 + v^2/2c^2,$$

откуда

$$E_k \approx m_0 c^2 (1 + v^2/2c^2 - 1) = m_0 v^2/2.$$

Если бы мы захотели получить более точную формулу для  $E_k$ , то нам пришлось бы взять еще один член из бинома Ньютона. Значение этого члена было бы в  $v^2/c^2$  раз меньше основного выражения для кинетической энергии  $mv^2/2$ .

Легко убедиться в том, что при любых доступных нам скоростях, вплоть до скорости спутников и космических ракет (около 10 км/с), значение  $v^2/c^2$  ничтожно мало. Поэтому при обычных скоростях эффекты теории относительности незаметны. То же можно сказать и об изменениях массы: при выстреле из дальнобойного орудия снарядом массой около 100 кг сообщается скорость примерно 1 км/с; при этом его кинетическая энергия за долю секунды возрастает от нуля до 50 000 000 Дж, а масса увеличивается всего лишь на несколько миллионных долей грамма.

А вот еще один пример. Как известно, в нашей стране всеми электростанциями в течение одного года вырабатывается свыше  $10^{12}$  кВт·ч электроэнергии. При этом только тепловые электростанции сжигают сотни миллионов тонн топлива, тогда как масса, эквивалентная  $10^{12}$  кВт·ч энергии, составляет лишь около 40 кг.

Иначе обстоит дело в микромире. Скорости частиц, получающихся при радиоактивном распаде или ускоряемых в специальных установках — ускорителях, близки к скорости света, а их кинетические энергии сравнимы с энергией покоя частиц или даже превосходят ее во много раз. Правильно понять происходящие с такими частицами явления можно только с помощью теории относительности, которая с успехом применяется также и в некоторых других областях науки, даже в астрофизике. Поэтому ее также справедливо называют одной из величайших теорий нашего века.

А теперь давайте посмотрим, как с помощью квантовой механики и теории относительности физикам удалось разобраться в строении атома.

Существование атомного ядра не укладывалось в картину атома, нарисованную Томсоном. Необходима была другая модель, которая учитывала бы вновь открытые факты. Такая модель была предложена в 1911 году Резерфордом.

По модели Резерфорда атом устроен примерно так же, как и Солнечная система (рис. 10). В центре атома находится положительно заряженное тяжелое ядро, вокруг которого подобно планетам вращаются легкие отрицательно заряженные частицы — электроны. Атом в целом нейтрален, поэтому чем больше заряд ядра, тем больше электронов должно его окружать.

В 1913 году Н. Бор показал, что модель Резерфорда представляет собой не только наглядную картину, но и основу для точных количественных расчетов. Для этого к ней надо было только добавить так называемое условие квантования орбит. Согласно предположению Бора электроны в атоме могут двигаться только по таким круговым орбитам, на которых укладывается целое число длин волн де Бройля:

$$2\pi r = n\lambda,$$

где  $n$  — любое целое число. Подставляя сюда значение  $\lambda$ , получаем

$$2\pi mvr = nh.$$

В то же время условием устойчивого движения по окружности является равенство центробежной силы  $mv^2/r$  силе электростатического притяжения электрона к ядру с зарядом  $q = eZ$ :

$$mv^2/r = eeZ/(4\pi\epsilon_0 r^2)$$

(здесь мы пока считаем, что вокруг ядра вращается только один электрон или что полем остальных электронов можно



Рис. 10. Расположение электронных оболочек в атоме по модели Резерфорда — Бора

пренебречь). Исключая из двух последних равенств скорость электрона, находим

$$r = [\epsilon_0 h^2 / (\pi m e^2 Z)] n^2.$$

Здесь все величины в квадратных скобках имеют вполне определенные значения, поэтому их можно заменить для данного элемента одной константой  $K$ :

$$r = K n^2.$$

Так как число  $n$  может принимать только целые значения ( $n = 1, 2, 3, 4$  и т. д.), электроны в атоме могут двигаться лишь по дискретным орбитам, радиусы которых определяются последним соотношением. Между этими орбитами электроны находиться не могут — это им "запрещено" законами квантовой механики.

Силы электростатического притяжения заставляют электроны располагаться как можно ближе к ядру. Почему же в таком случае они не переходят все на самую близкую к ядру первую орбиту? Дело в том, что в квантовой механике действует еще один "запрет" — так называемый *принцип Паули*, в силу которого на каждой орбите может находиться лишь вполне определенное максимальное число электронов: на первой орбите — два, на второй — восемь и т. д. Поэтому, например, в атоме азота, заряд ядра которого равен семи, два электрона находятся на первой орбите, а остальные пять — на второй. Иначе говоря, в любом атоме электроны располагаются слоями (оболочками), причем в обычном состоянии все внутренние оболочки атома "забиты" до отказа и только во внешней оболочке может оказаться несколько свободных мест. За пределами атома можно найти много орбит, для которых выполняется условие квантования, но электронов на них, естественно, нет.

Однако если одному из электронов сообщить каким-либо образом достаточно большую энергию, то он может перейти со своей оболочки на одно из свободных мест на незаполненных оболочках. Такое состояние атома называют *возбужденным*. При еще большей энергии электрон может полностью преодолеть притяжение к ядру и оторваться от атома; этот процесс называют *ионизацией*. В возбужденном или ионизованном состоянии атом долго не остается, так как электрон быстро возвращается на свое прежнее место. При этом вся первоначально затраченная энергия выделяется в виде кванта электромагнитного излучения. Таким образом, атом можно рассматривать как квантовомеханическую систему.

Особенно крупный успех был достигнут с применением модели Резерфорда—Бора к атому водорода. Для этой простейшей системы удалось рассчитать положение всех орбит и энергии электронов на них, а, стало быть, и энергии всех фотонов, которые может испустить атом водорода. Но ведь энергия фотона однозначно связана соотношением Планка с частотой колебаний, а частота колебаний в свою очередь определяет длину волны:

$$\nu = 1/T = c/(\lambda T) = c/\lambda.$$

В итоге модель Резерфорда—Бора позволила вычислить длины волн всех линий оптического спектра атомарного водорода и притом с очень высокой точностью. Расчет спектров более сложных атомов и молекул затруднен тем, что из-за взаимодействия электронов между собой здесь приходится решать задачу многих тел. Несмотря на то что точное аналитическое решение этой задачи даже в классической физике неизвестно, модель атома Резерфорда—Бора и здесь дает возможность понять общий характер картины.

Другим важным успехом модели Резерфорда—Бора было объяснение периодической системы элементов. При образовании молекул атомы "сцепляются" своими внешними электронами, поэтому химические свойства элемента целиком определяются строением внешней электронной оболочки его атомов, в частности числом электронов на ней. Чем больше электронов на внешней оболочке, тем меньше свойства элемента напоминают металл. С ростом заряда ядра увеличивается общее число электронов в атоме (ведь атом в целом нейтрален!). При этом постепенно заполняется очередная оболочка, и свойства элементов плавно меняются от металлов к неметаллам. Когда оболочка окажется целиком заполненной, получится атом одного из инертных газов, а при дальнейшем росте заряда ядра начнет заполняться следующая оболочка, т. е. опять получим сначала атом металла, а затем постепенно перейдем к неметаллам и т. д.

Наконец, модель Резерфорда—Бора позволила разобраться в так называемом *характеристическом рентгеновском излучении*, открытом в 1907 году. Тщательные исследования показали, что в тех случаях, когда электроны в рентгеновской трубке попадают не на стекло, а на пластинку, изготовленную из какого-нибудь тяжелого вещества (меди, вольфрама), на фоне непрерывного спектра рентгеновского излучения можно наблюдать несколько четких интенсивных линий, похожих на линии оптических спектров, только с гораздо меньшей длиной



волны  $[(2-3) \cdot 10^{-10} \text{ м}]$ . Оказалось, что каждый элемент характеризуется своими вполне определенными длинами волн излучения в этих линиях, поэтому данное излучение и было названо характеристическим.

Происхождение характеристического излучения можно объяснить следующим образом. Ускоренный в рентгеновской трубке электрон, попадая в атом, вырывает с одной из внутренних его оболочек другой электрон. На образовавшееся пустое место "соскакивает" электрон с одной из внешних оболочек, что, естественно, сопровождается испусканием фотона. Так как внутренние оболочки расположены очень близко к ядру, электроны на них притягиваются к ядру гораздо сильнее, чем электроны внешних оболочек. Поэтому переход электрона с внешней оболочки на внутреннюю сопровождается гораздо большим выделением энергии, чем любой переход в пределах внешних оболочек. А следовательно, и длина волны излучения в данном случае оказывается во много раз меньше (напомним, что длина волны обратно пропорциональна энергии фотона) и составляет всего  $(2-3) \cdot 10^{-10} \text{ м}$ , а не  $(4-6) \cdot 10^{-7} \text{ м}$ , как в области видимого света. Фотоны от таких переходов и образуют характеристическое рентгеновское излучение.

#### ИЗМЕРЕНИЕ ЗАРЯДА ЯДРА ПО ЧАСТОТЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Вскоре характеристическое излучение было использовано для новых измерений заряда ядра. Наиболее удобной для этой цели оказалась линия рентгеновского спектра, соответствующая переходу электронов со второй оболочки на первую и называемая линией  $K_\alpha$ , так как взаимодействие с ядром электронов внутренних оболочек в наименьшей степени искажено влиянием других электронов, поэтому все расчеты наиболее просты и надежны. Модель Резерфорда—Бора позволяет вычислить длину волны фотонов, испускаемых при таких переходах:

$$1/\lambda_\alpha = 3R_\infty (Z - 1)^2/4.$$

Здесь  $R_\infty$  — так называемая *постоянная Ридберга*, выражаемая через другие универсальные постоянные и примерно равная  $1,09737 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ ;  $Z$  — заряд атомного ядра. Таким образом,

для того чтобы измерить заряд ядра, достаточно определить длину волны одной из линий характеристического рентгеновского излучения. Именно так и поступил в 1913 году Мозли.

Выше уже шла речь о том, что с помощью формулы Вульфа—Брэгга были определены расстояния между атомами в кристалле. Мозли поступил наоборот: с помощью кристалла с уже известным расстоянием между атомными плоскостями он измерил углы рассеяния фотонов линии  $K_\alpha$ , а затем по

формуле Вульфа—Брэгга вычислил их длину волны  $\lambda_\alpha$ . Такие измерения были проведены для ряда элементов. Полученные результаты Мозли нанес на график (рис. 11), по оси абсцисс которого он отложил порядковый номер элемента, а по оси ординат—величину  $\sqrt{4/(3R_\infty\lambda_\alpha)}$ . Все точки легли на прямую линию, описываемую уравнением

$$\sqrt{4/(3R_\infty\lambda_\alpha)} = Z - 1,$$

в котором буквой  $Z$  обозначен порядковый номер элемента. Легко убедиться в том, что формула, полученная с помощью модели Бора, полностью совпадает с экспериментальной формулой Мозли, если считать, что в обеих формулах буква  $Z$  обозначает одно и то же число, т. е. заряд ядра численно совпадает с порядковым номером элемента. Тем самым была подтверждена гипотеза Ван ден Брука, о которой уже шла речь выше.

Однако этим не исчерпывается значение работы Мозли. Измерения длины волны линии  $K_\alpha$  для элемента, порядковый номер которого заведомо известен, позволяют с помощью написанных выше соотношений очень точно определить постоянную Ридберга. А как уже отмечалось, теория Бора дает возможность найти выражение постоянной Ридберга через другие универсальные постоянные:

$$R_\infty = me^4/(8\epsilon_0^2 h^3 c).$$

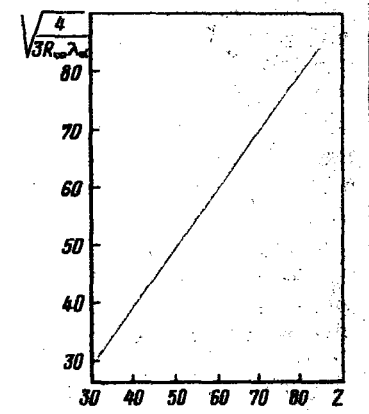


Рис. 11. График Мозли

Значения скорости света  $c$ , массы электрона  $m$  и его заряда  $e$  известны из других опытов, поэтому последнее выражение можно использовать для нахождения точного значения постоянной Планка:

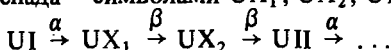
$$h = \sqrt{me^4/(8\epsilon_0^2 c R_\infty)}.$$

Правда, существуют и другие способы определения постоянной Планка, но когда речь идет о столь важной величине, ни один новый эксперимент не будет лишним.

### ОТКРЫТИЕ ИЗОТОПОВ И ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ АТОМНОГО ЯДРА

Вскоре после открытия радиоактивности было замечено следующее любопытное явление. Согласно уже упоминавшемуся правилу Фаянса и Содди испускание  $\alpha$ -частицы приводит к сдвигу элемента в периодической системе элементов на две клетки влево, а испускание  $\beta$ -частицы — на одну клетку вправо. А что будет, если ядро испустит  $\alpha$ -частицу, а вслед за ней два электрона? Простое рассуждение показывает, что при этом должно получиться ядро исходного элемента. И в то же время оно наверняка не будет тождественно первоначальному ядру, ведь вылетевшие частицы унесли с собой часть массы. Так что же все-таки получится?

Как раз такая ситуация существует при распаде урана. Обозначим пока "исходный" уран символом UI, а продукты его распада — символами UX<sub>1</sub>, UX<sub>2</sub>, UII и т. д.:



Используя правило сдвига и таблицу Менделеева, легко прийти к выводу, что UX<sub>1</sub> — это торий, UX<sub>2</sub> — протактиний, а UII — опять уран! В химическом отношении UI и UII совершенно тождественны, ибо одинаковы заряды их ядер, а следовательно, и электронные оболочки. Но некоторые физические свойства у них разные, в частности различаются массы атомов и скорости распада. В дальнейшем оказалось, что по крайней мере все радиоактивные элементы имеют по несколько таких разновидностей. Этот вывод сделал в 1910 году Содди, и он же назвал разновидности одного элемента *изотопами*.

Возникает вопрос: только ли для радиоактивных элементов характерно явление изотопии? Кажется, что ответить на него

нелегко. Ведь изотопы радиоактивных элементов легко отличить друг от друга именно по их радиоактивным свойствам: например,  $\text{U}^{238}$  распадается в 15 000 раз быстрее, чем  $\text{U}^{235}$ , и энергия  $\alpha$ -частиц у  $\text{U}^{238}$  больше. А как различить изотопы нерadioактивных элементов? Ведь их химические свойства совершенно одинаковы. Решить эту, казалось бы, совершенно неразрешимую задачу удалось английскому физику Томсону.

Если у нерadioактивных элементов есть изотопы, то их атомы должны различаться по массе. Для того чтобы обнаружить это различие, Томсон решил измерить отношение заряда к массе у ионов неона подобно тому, как за несколько лет до этого измерялись отношения заряда к массе для протонов и электронов. В приборе Томсона ускоренные ионы неона проходили через зазор между полюсами магнита, где создавалось еще и электрическое поле. Затем, пролетев некоторое расстояние  $L$ , ионы попадали на фотопластинку. Прибор настраивался так, что в отсутствие полей ионы проходили в центр пластинки; эту точку принимали за нуль. Магнитное поле отклоняло ионы в сторону от нулевой точки на величину  $x$ , которую с достаточной точностью можно определить соотношением  $x = a_m L$ , где  $a_m$  — угол отклонения пучка магнитным полем. Электрическое поле отклоняло ионы в перпендикулярном направлении, причем смещение определялось аналогичным соотношением  $y = a_e L$ . Ранее были получены выражения для  $a_m$  и  $a_e$ . Подставляя их в только что написанное равенство, получаем

$$x = (e/m)BLl(1/v) \text{ и } y = (e/m)ElL(1/v^2).$$

Как видно, отклонение частицы от нулевой точки определяется отношением заряда к массе и ее скоростью. Частицы в пучке имеют разные скорости, поэтому на первый взгляд кажется, что, заметив потемнение пластинки на некотором расстоянии от нулевой точки, еще нельзя сказать, чему равно отношение  $e/m$  для попавших в эту точку частиц. Однако такой вывод был бы слишком поспешным. Для того чтобы найти на пластинке геометрическое место точек, в которое попадают частицы с одинаковым значением  $e/m$ , исключим из двух последних равенств скорость частиц  $v$ . При этом получится уравнение параболы

$$y = kx^2,$$

где коэффициент  $k$  зависит от отношения заряда к массе и от

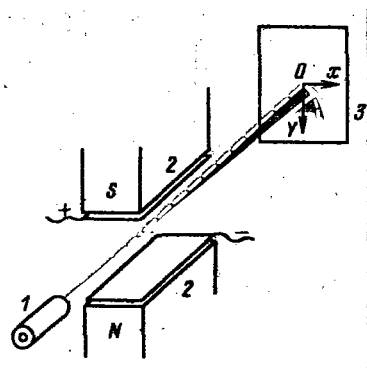


Рис. 12. Схема опыта Томсона:

1 — источник ионов неона; 2 — отклоняющаяся система (магнит и конденсатор); 3 — фотопластинка

коэффициент  $k$  и подставив в последнее соотношение известные значения  $E$ ,  $B$ ,  $L$ ,  $l$  и  $e$ , он обнаружил, что этим параболам соответствуют ионы с массами, равными приблизительно 20 и 22 а.е.м. Поскольку никаких элементов, кроме неона, в приборе Томсона не было, оставалось сделать вывод, что атомы неона могут иметь массу или 20, или 22. Так были открыты первые стабильные изотопы и определены их массы. В настоящее время известен еще один стабильный изотоп неона с массой 21. Он содержится в естественном неоне в крайне малом количестве, поэтому его и не заметил Томсон.

В последующие годы изотопы были найдены и у других элементов. Более того, оказалось, что у всех элементов имеется по несколько изотопов: одних только стабильных изотопов насчитывается не одна сотня, а если к ним добавить еще и радиоактивные изотопы, то получится число, значительно превышающее тысячу. Сейчас отдельные изотопы принято обозначать символами соответствующих химических элементов с указанием слева вверху их атомной массы, округленной до целых единиц. Так, изотопы неона, о которых только что шла речь, обозначают символами  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{21}\text{Ne}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ , изотопы урана — символами  $^{238}\text{U}(\text{UI})$  и  $^{234}\text{U}(\text{UII})$  и т.д. Иногда снизу добавляют еще и порядковый номер элемента, но этого можно и не делать, так как химический символ и порядковый номер элемента говорят, по сути, об одном и том же.

Следует отметить, что атомные массы изотопов гораздо

величин, определяемых условиями эксперимента:

$$k = \frac{E}{(e/m)B^2lL}$$

Нетрудно догадаться, что в различные точки одной параболы попадают ионы с одинаковым значением  $e/m$ , но с разными скоростями, а ионы с другим значением  $e/m$  попадают на другую параболу (рис. 12).

Проведя опыт с неоном, Томсон увидел на фотопластинке после проявления две близкие параболы. Определив графически коэффи-

ближе к целым числам, чем известные до этого атомные массы химических элементов. Последние, как нетрудно догадаться, для каждого элемента выражают среднюю атомную массу всех стабильных изотопов с учетом их относительного содержания.

Итак, строение атома, точнее, атомных электронных оболочек, было в основном выяснено уже к 1913 году. Правда, потом в первоначальную картину пришлось внести некоторые изменения. Например, согласно гипотезе Бора электроны вращаются вокруг ядра по круговым орбитам. В 1916 году Зоммерфельд при объяснении структуры оптических спектров был вынужден предположить, что каждая электронная оболочка состоит из серии электронных орбит, из которых лишь одна имеет форму окружности, а остальные — форму эллипсов различной степени вытянутости. Позднее от понятия определенных орбит, по которым движутся точки-электроны, вообще пришлось отказаться. Согласно современным представлениям электронные оболочки скорее всего похожи на своеобразные "облака" с размытыми границами. Электрон можно обнаружить в любой точке такого облака, причем в тех местах, где оно плотнее, электрон обнаруживается с наибольшей вероятностью, и наоборот. Однако несмотря на значительную неопределенность положения электрона в атоме его энергия в каждом состоянии известна практически совершенно точно. Поэтому сейчас чаще говорят не об электронных орбитах и даже не об электронных оболочках, а об энергетических состояниях электрона в атоме или, как это принято в квантовой механике, об энергетических уровнях атома.

В заключение отметим еще раз, что основанная на квантовой механике теория атома позволила во многих случаях весьма точно рассчитать энергию электронных переходов и провести их классификацию. С помощью этой теории также удалось объяснить строение периодической системы элементов, структуру рентгеновских спектров и многие другие факты, относящиеся к электронным оболочкам атома.

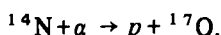
А что было известно об атомном ядре?

## СТРОЕНИЕ АТОМНОГО ЯДРА

До сих пор речь шла только о самом факте существования атомного ядра и об измерении наиболее общих его характеристик: размера и заряда. Примерно этими данными и ограничивались все сведения ученых о ядре

в течение довольно долгого времени. О внутренней структуре ядра в те годы ничего не было известно. И так как никакими силами в ядро проникнуть не удавалось, кое-кто уже начинал сомневаться в возможности разгадать строение ядра.

Первый луч надежды блеснул только в 1919 году, когда Резерфорду удалось обнаружить расщепление ядер азота попадающими в них  $\alpha$ -частицами. Особенно интересным было то, что в ходе этой первой ядерной реакции возникали быстро летящие протоны. Подсчитав суммарный заряд ядра азота и  $\alpha$ -частицы и вычтя из полученной суммы заряд вылетевшего протона, нетрудно было определить заряд получившегося ядра:  $7 + 2 - 1 = 8$ ; значит, получилось ядро кислорода. Аналогично можно было определить и его округленную атомную массу (или, как обычно говорят, массовое число):  $14 + 4 - 1 = 17$ . Итак, получился изотоп кислорода  $^{17}\text{O}$ . Теперь можно было записать символически протекание всей ядерной реакции:



Значение открытия Резерфорда трудно переоценить. Вот только часть выводов, которые оно позволило сделать:

1) атомное ядро не является неприступной крепостью, куда невозможно проникнуть, значит, можно изучить его внутреннее строение;

2) в ходе ядерного расщепления возникают новые элементы, т. е. найден метод искусственного преобразования одних элементов в другие;

3) поскольку при ядерной реакции получился протон, значит, он был в ядре и до реакции. Этот последний вывод, получивший в дальнейшем убедительные подтверждения, для нас сейчас особенно важен.

Итак, в ядрах есть протоны. К тому же, как уже известно, электрический заряд ядра выражается точно целым числом зарядов протона, а масса ядра — почти точно целым числом масс протона. Отсюда напрашивается заключение о том, что все ядра состоят из протонов.

Первые же проверки этого тезиса на практике показали его несостоятельность. Например, ядро гелия имеет заряд, в 2 раза превышающий заряд протона, а его масса в 4 раза больше массы протона. Так из скольких же протонов состоит ядро гелия: из двух или из четырех? Правда, это противоречие легко можно было преодолеть, допустив, что в ядре кроме протонов есть еще и электроны. Основанием для такого допущения послужил известный факт  $\beta$ -распада, при котором из ядра вылетают

быстрые электроны. Масса электрона, как мы знаем, почти в 2000 раз меньше массы протона, поэтому добавление электронов в ядро не изменяет его массового числа. Если все это так, то ядро гелия можно представить себе состоящим из четырех протонов и двух электронов. При этом его заряд получается равным двум, а масса четырем единицам и никакого противоречия, казалось бы, не остается.

На самом деле допущение о существовании электронов в ядре привело к ряду других противоречий, невозможность преодоления которых ясно говорила о том, что электронов в ядре нет. Но тогда из чего же состоит ядро? Ответ на этот вопрос был получен только в 1932 году, когда были открыты нейтроны — нейтральные частицы массой, примерно равной массе протона. Вскоре после их открытия советский физик Д. Д. Иваненко выдвинул гипотезу, согласно которой все ядра состоят из различного числа протонов и нейтронов. В рамках этой гипотезы объясняется соотношение между зарядом и массой любого ядра (так, ядро гелия состоит из двух протонов и двух нейтронов) и снимаются затруднения, связанные с предположением о существовании в ядре электронов. Но тогда откуда берутся электроны при  $\beta$ -распаде? Это был очень сложный вопрос для новой гипотезы, но вскоре и на него был дан ответ.

Масса ядра при  $\beta$ -распаде практически не меняется, значит, не меняется и общее число протонов и нейтронов в ядре. В то же время согласно правилу Фаянса и Содди порядковый номер, т. е. заряд ядра, изменяется на единицу, значит, в получившемся ядре число протонов на единицу больше, чем в исходном. Объясняя вместе оба эти факта, мы неизбежно приходим к выводу о том, что  $\beta$ -распад заключается в превращении внутри ядра одного нейтрона в протон. В процессе такого превращения и рождается электрон, а до момента  $\beta$ -распада его в ядре не было. Подобно этому дым возникает только при горении бревна, он не содержался в нем до того, как бревно положили в костер. В отличие от электронов атомных оболочек протоны и нейтроны упакованы в ядре очень плотно — наподобие дробинок в ружейном заряде. Поэтому размер ядра весьма мал по сравнению с размером атома. А так как масса протона в 1836 раз больше массы электрона и на каждый электрон в оболочке атома приходится один протон и один-два нейтрона в ядре, то оказывается, что масса атома практически сосредоточена в ядре, а на долю всех электронов приходится от  $1/2000$  до  $1/5000$  полной массы атома.



Теперь можно несколько иначе взглянуть на индексы у символов изотопов. Поскольку массы протона и нейтрона, выраженные в атомных единицах массы, очень близки к единице, стоящее сверху массовое число выражает полное число частиц в ядре, а порядковый номер, как мы уже знаем, выражает число протонов в нем. Например, в ядре урана  $^{238}_{92}\text{U}$  всего находится 238 частиц, из них 92 протона и  $238 - 92 = 146$  нейтронов.

#### ЧТО ЕЩЕ ОСТАВАЛОСЬ ИЗМЕРИТЬ?

Открытая Резерфордом первая ядерная реакция указала пути дальнейших исследований. Во многих лабораториях мира начались интенсивные исследования искусственных ядерных превращений для получения дополнительной информации о свойствах ядер и элементарных частиц. Одновременно совершенствовалась техника измерений.

Однако очень скоро все, чего можно было достичь простыми средствами, было сделано. В результате всестороннего изучения взаимодействия  $\alpha$ -частиц с различными ядрами ученые установили, что ядерные расщепления наблюдаются только в случае самых легких элементов. Для расщепления более тяжелых ядер нужны были частицы с большими энергиями, способные преодолеть мощное отталкивание электрического поля ядра. Но в природе нет элементов, при распаде которых получались бы такие частицы. Кроме того, физиков интересовало, как будут вести себя ядра под ударами других частиц, например протонов, которые вообще не возникают при радиоактивном распаде. Значит, нужно было научиться получать такие частицы.

Далее, для точного изучения деталей взаимодействия частиц с ядрами необходимо было регистрировать десятки и сотни тысяч отдельных частиц. Считать такое число вспышек на экране из сернистого цинка было чрезвычайно трудной задачей. Значит, необходимо было изготовить приборы, которые упрощали бы технику наблюдений, освобождали внимание человека для творческой работы и вместе с тем повышали объем и качество получаемой информации (например, фиксировали не только факт появления частицы, но и ее заряд и энергию). Без таких приборов дальнейшие открытия были бы просто невозможны. Рассказу о приборах современной ядерной физики будет посвящена следующая часть книги.



## ПРИБОРЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

### Глава 4

#### РЕГИСТРАЦИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### ЧТО ОЗНАЧАЕТ СЛОВО "НАБЛЮДЕНИЕ"?

Обычно считается, что процесс наблюдения не связан с наблюдаемым явлением и никак на него не влияет. Недаром в разговорной речи часто встречается выражение "наблюдение со стороны", т. е. без вмешательства в наблюдаемое явление, а на съездах и конференциях наблюдателями называют людей, которые смотрят и слушают, но ни во что не вмешиваются.

На самом деле наблюдение никогда не обходится без взаимодействия наблюдателя с изучаемым явлением. Летящий самолет мы замечаем потому, что наши глаза улавливают отраженные от него лучи света или нам в уши попадают возбужденные им колебания воздуха. И в том, и в другом случае с помощью органов чувств мы регистрируем результат взаимодействия интересующего нас предмета с внешней средой. Если такого взаимодействия нет, то мы ничего и не заметим. Так, если где-нибудь на искусственном спутнике Земли в крошечной тьме безвоздушного космического пространства в двух сантиметрах от лица вышедшего в открытый космос космонавта пролетит со скоростью десятки километров в секунду какой-нибудь метеорит, то космонавт *ровно ничего не заметит* и так

никогда и не узнает, что только два сантиметра спасли его от гибели.

То же самое, естественно, происходит и в мире микрочастиц. Пока частица ни с чем не взаимодействует, она не наблюдается. Любой процесс регистрации частицы сводится к наблюдению результата взаимодействия ее с веществом, которое осуществляется с помощью специальных приборов, называемых *детекторами излучения* (латинское слово detector означает обнаруживающий). В детекторах частица, взаимодействуя с веществом, оставляет свой "след", который выявляется, усиливается и благодаря этому становится доступным для восприятия нашими обычными органами чувств.

А теперь познакомимся с основными видами детекторов излучения и прежде всего с теми процессами, на которых основана их работа, т. е. с процессами взаимодействия элементарных частиц с веществом.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Заряженные частицы (электроны, протоны,  $\alpha$ -частицы и другие) посредством электрического поля взаимодействуют в первую очередь с электронами атомов среды, так как вероятность сближения с ядром ничтожно мала. При этом часть энергии летящей частицы передается электрону. В результате при каждом таком столкновении скорость частицы немного уменьшается, а атомы среды возбуждаются или ионизуются, о чем уже шла речь раньше. В процессе ионизации всегда рождаются два иона: отрицательный (улетевший электрон) и положительный (оставшаяся часть атома). Заметим, что заряд каждого иона по абсолютному значению равен единице. Через некоторое время после столкновения ионизованный атом присоединит к себе какой-нибудь блуждающий электрон и снова станет обычным нейтральным атомом; этот процесс, обратный процессу ионизации, называется *рекомбинацией* ионов. Как при рекомбинации, так и при возвращении возбужденного атома в обычное состояние первоначально затраченная энергия выделяется в виде фотона. А так как на своем пути частица создает тысячи или даже сотни тысяч пар ионов и возбужденных атомов, общее число возникающих фотонов довольно велико. Поэтому при попадании  $\alpha$ -частиц на экран из сернистого цинка возникает настолько сильная вспышка света, что ее можно видеть невооруженным глазом.

При большом числе столкновений средняя энергия, теряемая на образование одной пары ионов, почти не зависит от типа частицы и ее скорости и определяется только свойствами выбранного вещества. Так, в воздухе на образование одной пары ионов затрачивается количество энергии, равное  $\epsilon \approx 34$  эВ, причем около половины этой энергии идет непосредственно на образование ионов, а другая половина растрачивается на возбуждение атомов среды без ионизации. Зная  $\epsilon$  и начальную энергию частицы  $E$ , нетрудно подсчитать число созданных ею пар ионов:

$$N = E/\epsilon.$$

Таким образом,  $\alpha$ -частицы с начальной энергией, например, 6,8 МэВ создают в воздухе около 200 тысяч пар ионов.

Очень быстрые заряженные частицы, скорость которых приближается к скорости света, наряду с потерями энергии на возбуждение и ионизацию могут испытывать третий вид потерь энергии, связанный с возникновением так называемого *тормозного излучения*. Механизм этого явления довольно прост: пролетая мимо ядра или электрона, быстрая заряженная частица слегка притормаживается, т. е. ее энергия уменьшается на какую-то долю, которая и выделяется в виде электромагнитного излучения. Количество теряемой при этом энергии может быть любым: от нуля до полной энергии частицы, поэтому и длины волн испускаемых фотонов могут колебаться в значительных пределах. Как говорят в таких случаях, тормозное излучение обладает непрерывным спектром (в отличие от линейчатого спектра характеристического излучения). Одним из наиболее типичных видов тормозного излучения является обычное рентгеновское излучение, возникающее при торможении электронов в стекле или в электроде разрядной трубки.

Интенсивность тормозного излучения зависит от ускорения (отрицательного), которое испытывают пролетающие частицы при взаимодействии с частицами среды, тогда как соотношение между различными типами потерь энергии зависит от заряда и скорости частицы, а также от свойств тормозящего вещества. Например, для электронов в свинце ионизационные и тормозные потери энергии сравниваются при энергии около 10 МэВ. Для тех же электронов в более легком веществе, скажем в меди, эти виды потерь оказываются равными при более высокой энергии, так как заряд ядра атома меди меньше, чем заряд атома свинца, а, стало быть, вероятность достаточно сильного торможения пролетающего электрона также невелика. Тяжелые

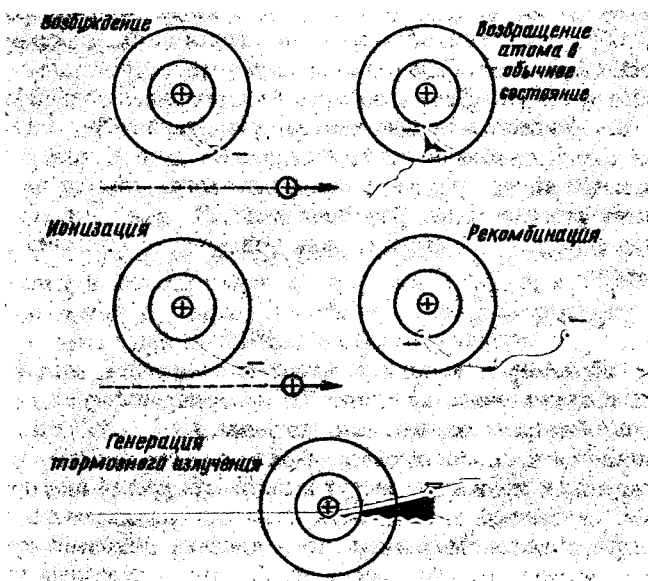


Рис. 13. Основные процессы при прохождении заряженных частиц через вещество:

волнистые линии — фотоны, пунктир — возвращающийся электрон

частицы (протоны,  $\alpha$ -частицы и т. п.) при энергии около 10 МэВ имеют скорости, во много раз меньшие скоростей электронов при той же энергии. Поэтому тяжелые частицы в большинстве случаев теряют энергию только в результате ионизации и возбуждения (кроме очень быстрых частиц космического излучения и частиц, получаемых на самых больших ускорителях). Из-за малой скорости и большого заряда  $\alpha$ -частицы создают очень плотную ионизацию и, следовательно, быстро теряют свою энергию. Так,  $\alpha$ -частицы энергией 5–6 МэВ пробегают в воздухе путь, измеряемый несколькими сантиметрами, а в плотной среде их пробег не превышает всего лишь нескольких десятков микрон. Электроны таких же энергий производят значительно менее плотную ионизацию, медленнее теряют свою энергию и пробегают в воздухе несколько метров, а в плотном веществе — несколько миллиметров.

Основные процессы, сопровождающие прохождение заряженных частиц через вещество, показаны на рис. 13.

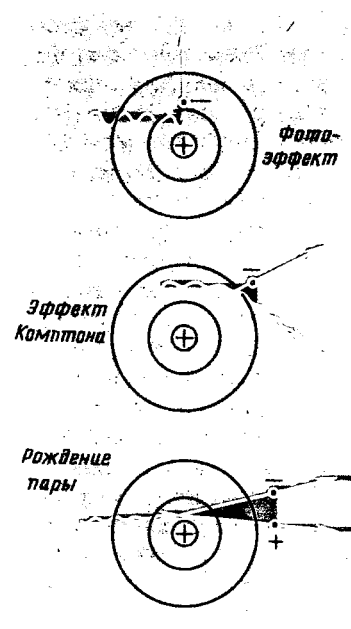


Рис. 14. Основные процессы при прохождении фотонов через вещество



Рис. 15. Основные процессы при прохождении нейтронов через вещество

Поток фотонов, как и всякое другое электромагнитное излучение, не несет электрических зарядов, а поэтому не может вызвать ионизацию или возбуждение атомов. Однако и фотоны, проходя через вещество, оставляют свои следы (рис. 14). Некоторые фотоны, сталкиваясь с электронами, исчезают, а всю энергию передают этим встречным электронам, выбивая их из атома; такой процесс, называемый *фотозффектом*, характерен для небольших энергий фотонов. В других случаях фотон только рассеивается на электроне и улетает дальше, но в этом процессе, называемом *эффектом Комптона*, фотон передает электрону значительную долю энергии, достаточную для вырывания его из атома. Иногда в результате взаимодействия фотона с электрическим полем ядра *рождается пара новых частиц*: электрон и позитрон (электрон с положительным зарядом). Фотоны очень высокой энергии могут вызывать и ядерные расщепления, однако вероятность такого процесса весьма мала и для регистрации излучения им обычно не пользуются. В результате отсутствия

интенсивных ионизационных потерь энергии фотоны относительно легко проходят через толстые слои вещества. Даже такое плотное вещество, как свинец, при толщине слоя 5 см снижает интенсивность  $\gamma$ -излучения всего лишь примерно в 10 раз, а для того чтобы во столько же раз уменьшить интенсивность  $\gamma$ -излучения слоем воды, его толщина должна быть более 50 см.

Нейтроны тоже не имеют электрического заряда, но в отличие от фотонов они практически не взаимодействуют с атомными электронами. Единственный возможный для них вид потерь энергии связан с ядерными столкновениями (рис. 15). При таких столкновениях быстрые нейтроны (энергией несколько сотен килоэлектрон-вольт и выше) могут настолько сильно толкнуть ядро, что оно оторвется от собственных электронов и "голышом" полетит вперед, производя ионизацию атомов среды подобно любой другой заряженной частице. Медленные нейтроны не в состоянии сообщить ядру столь большую скорость, зато они очень легко проникают внутрь ядра и вызывают различные ядерные реакции. Возникающие в результате реакции осколки расщепленного нейтроном ядра разлетаются, ионизуя и возбуждая атомы среды. Особым видом ядерной реакции является радиационный захват нейтрона ядром. При этом процессе нейтрон накрепко связывается с ядром, а избыток энергии выделяется в виде  $\gamma$ -излучения. Так же, как и фотоны, нейтроны могут проникать через толстые слои различных веществ, поэтому для защиты от них приходится возводить стены из бетона толщиной 1—2 м.

Подводя итог, можно заметить, что излучение любого вида при взаимодействии с веществом производит ионизацию и возбуждение атомов. Заряженные частицы вызывают эти процессы непосредственно; при поглощении фотонов ионизацию создают быстрые электроны, возникающие в результате фотоэффекта, эффекта Комптона или при рождении пар, а в случае нейтронов ионизацию производят быстролетающие ядра. При этом одна первичная частица может вызвать появление сотен тысяч пар ионов, благодаря чему сопровождающие ионизацию вторичные эффекты (электрический ток, вспышка света, потемнение фотопластинки и др.) могут быть замечены человеком непосредственно с помощью его органов чувств, но иногда эти эффекты приходится усиливать в нужное число раз. Таким образом, ионизация является как бы перекидным мостом из мира микрочастиц в мир привычных для нас масштабов, своеобразным усилителем атомных явлений, любезно предостав-

ленным нам природой. Поэтому неудивительно, что работа всех регистрирующих приборов так или иначе связана с ионизацией и возбуждением атомов среды.

Так как заряженные частицы вызывают эти процессы непосредственно, вначале естественно познакомиться с работой именно детекторов заряженных частиц, а затем рассмотреть особенности регистрации  $\gamma$ -излучения и нейтронов.

## ФОТОПЛАСТИНКА В РОЛИ ДЕТЕКТОРА ИЗЛУЧЕНИЯ

Как уже отмечалось, открытие радиоактивности и первая в истории регистрация ионизирующего излучения были сделаны Беккерелем с помощью фотопластинки. Давайте кратко познакомимся с процессами, которые происходят в фотоэмульсии при попадании в нее заряженных частиц.

Как известно, фотоэмульсия представляет собой слой желатина с вкрапленными в него зернами бромистого серебра ( $\text{AgBr}$ ). Под действием пролетающей частицы в эмульсии возникают ионы, причем молекулы  $\text{AgBr}$  очень неустойчивы и при ионизации разваливаются на атомы серебра и брома. Однако даже при сильном облучении число таких свободных атомов относительно невелико, и внешне облученная пластинка ничем не отличается от необлученной; точно так же и при обычном фотографировании на пластинке до ее проявления не видно никаких следов изображения. При проявлении в первую очередь начинают восстанавливаться в чистое серебро те зерна  $\text{AgBr}$ , в которых были свободные атомы серебра. Чем более сильному облучению подверглась фотопластинка, тем больше окажется в ней зерен  $\text{AgBr}$ , содержащих свободные атомы серебра, и, стало быть, тем сильнее потемнеет она при проявлении. Таким образом, по степени почернения фотопластинки можно судить о поглощенной энергии излучения, или, как принято говорить, о дозе поглощенного излучения. Этим свойством фотоэмульсии широко пользуются работники службы радиационной безопасности для контроля условий труда в лабораториях и на ядерно-физических установках.

Однако этим не ограничивается применение фотоэмульсий при ядерно-физических исследованиях. Дело в том, что восстановленные зерна серебра располагаются вдоль пути пролетевшей частицы (рис. 16). Поэтому, рассматривая проявленную



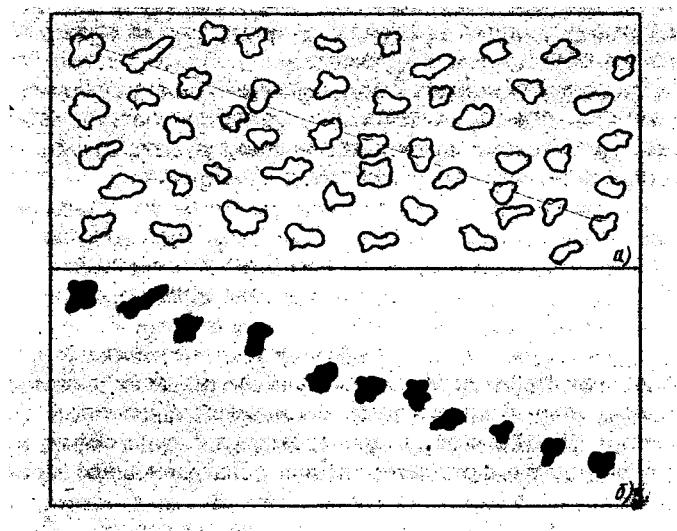


Рис. 16. Регистрация заряженных частиц в фотоэмульсиях:

*а* — траектория частицы (прямая линия), точки на ней — распавшиеся молекулы  $\text{AgBr}$ ; *б* — тот же участок эмульсии после проявления и фиксирования. Восстановленные зерна  $\text{AgBr}$  делают видимым путь пролетающей частицы

пластинку под микроскопом, легко можно заметить следы пролетевших частиц в виде цепочек из отдельных черных точек. Остается лишь тщательно изучить такие следы, измерить их длину, направление, плотность, и, как будет рассказано ниже, с помощью этих характеристик можно определить тип частицы, ее энергию и некоторые другие характеристики.

## ИОНИЗАЦИОННЫЕ КАМЕРЫ

Если заряженная частица пролетает через воздух или какой-нибудь другой газ, то возникающие ионы довольно быстро рекомбинируют, в результате чего все возвращается в первоначальное состояние. Однако с помощью электрического поля можно "растянуть" разноименные ионы, не дать им рекомбинировать, а затем, измерив их суммарный заряд (а стало быть, и число), найти энергию пролетевшей

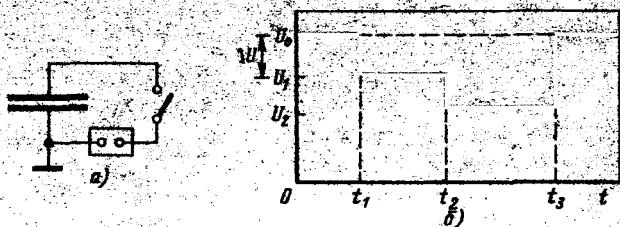


Рис. 17. Принципы устройства и работы ионизационной камеры:

*а* — схема включения; *б* — изменение потенциала верхней пластины относительно земли

частицы. Работающий на этом принципе прибор называется *ионизационной камерой* (рис. 17).

Простейшая ионизационная камера — это плоский конденсатор с воздушным промежутком между пластинами. Для того чтобы создать между электродами камеры электрическое поле, ее подключают к источнику постоянного напряжения. Посмотрим, как будет работать ионизационная камера, если ее включить в электрическую цепь так, как показано на рис. 17, *а*. Если замкнуть ключ *K*, то ионизационная камера — конденсатор *C* — зарядится до напряжения между пластинами, равного полному напряжению источника  $U_0$ . Потенциал верхней пластины относительно земли останется равным  $U_0$  и после размыкания ключа *K*, так как количество зарядов на ней не изменится. Если теперь в воздушном промежутке конденсатора пролетит заряженная частица, то возникшие ионы пойдут к пластинам, отдадут им свои заряды и тем самым несколько уменьшат заряд конденсатора, а следовательно, и разность потенциалов между его пластинами. Давайте определим, на какую именно величину уменьшится потенциал верхней пластины конденсатора. Начальное значение потенциала  $U_0$  связано с зарядом пластины  $q_0$  и емкостью конденсатора *C* известным соотношением

$$q_0 = CU_0.$$

После того как пролетит частица, заряд конденсатора уменьшится на суммарный заряд образовавшихся ионов, который в свою очередь равен заряду одного иона  $e$ , умноженному на число ионов *N*. Следовательно, после пролета частицы

$$q = q_0 - eN,$$

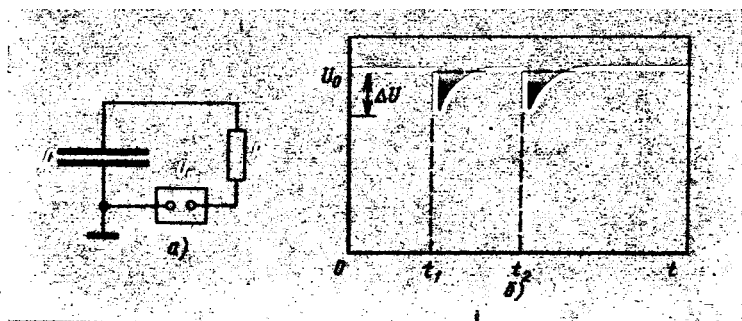


Рис. 18. Нормальный режим работы ионизационной камеры. Обозначения те же, что и на рис. 17

а потенциал верхней пластины

$$U_1 = q/C = (q_0 - eN)/C = U_0 - eN/C.$$

Таким образом, напряжение на конденсаторе уменьшается после попадания в него частицы на величину

$$\Delta U = U_0 - U = eN/C.$$

Изменение напряжения со временем на конденсаторе  $C$  графически представлено на рис. 17,б. До момента появления частицы  $t_1$  напряжение было постоянным и равным  $U_0$ . В момент  $t_1$  оно скачком уменьшилось до  $U_1$  и оставалось постоянным до тех пор, пока в ионизационную камеру не попала следующая частица (момент  $t_2$ ), и т. д. По мере попадания в камеру новых частиц она постепенно разряжается, пока не разрядится совсем. Если же в некоторый момент времени  $t_3$  опять замкнуть ключ  $K$ , то между электродами камеры восстановится первоначальное напряжение  $U_0$ .

Замыкать и размыкать ключ — дело хлопотное. К тому же частицы могут попадать в камеру настолько часто, что никакой, даже самый проворный, оператор не будет успевать приводить камеру в первоначальное состояние. А нельзя ли сделать так, чтобы заряд камеры восстанавливался автоматически? Оказывается, можно. Для этого достаточно включить камеру в электрическую цепь так, как показано на рис. 18,а. Вместо ключа в этой цепи стоит резистор  $R$ . Его сопротивление должно быть настолько большим, чтобы за время движения ионов конденсатор не успевал подзаряжаться от источника тока. Поэтому на

первых порах все происходит так же, как и в предыдущем случае, т. е. после пролета частицы напряжение уменьшается на  $\Delta U$ . Однако как ни мал ток, текущий через большое сопротивление  $R$ , все же он постепенно возвращает потенциал верхней пластины к прежнему значению  $U_0$  (рис. 18,б), т. е. восстанавливается первоначальное состояние системы. В результате каждое попадание в ионизационную камеру заряженной частицы сопровождается кратковременным изменением разности потенциалов между ее электродами, своеобразным рывком напряжения, который обычно называют *электрическим импульсом*. Если мы научимся считать такие импульсы, то тем самым сможем считать пролетающие частицы, а измеряя *амплитуду* импульсов  $\Delta U$ , можно находить энергию частиц, ибо, как уже отмечалось, входящее в выражение для амплитуды импульсов  $\Delta U$  число ионов  $N$  определяется энергией частицы  $E$  и постоянной величиной  $\epsilon$ .

Чтобы лучше себе представить, с какими напряжениями приходится иметь дело, проведем небольшой расчет. Предположим, что у нас есть ионизационная камера с площадью каждой пластины  $S = 100 \text{ см}^2$  и расстоянием между пластинами  $d = 2 \text{ см}$ . Емкость такой камеры легко вычислить по формуле

$$C = \epsilon_0 S/d \approx 4,4 \text{ пФ}$$

(единица емкости  $1 \text{ пФ} = 10^{-12} \text{ Ф}$ ). Если в эту камеру влетит  $\alpha$ -частица энергией  $6,8 \text{ МэВ}$ , то, как мы видели, возникнет  $2 \cdot 10^5$  ионов, а их суммарный заряд  $eN = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2 \cdot 10^5 = 3,2 \cdot 10^{-14} \text{ Кл}$ . Таким образом, амплитуда возникшего импульса

$$\Delta U = eN/C = 3,2 \cdot 10^{-14} / 4,4 \cdot 10^{-12} \approx 7,3 \cdot 10^{-3} \text{ В.}$$

Во многих случаях, когда приходится регистрировать частицы меньших энергий и когда ионизационная камера имеет большую емкость, амплитуда импульсов оказывается еще меньше — порядка  $10^{-5} \text{ В}$ . Совершенно очевидно, что работать со столь маленькими импульсами непосредственно нельзя, поэтому прежде всего их необходимо усилить. О том, как это делается, рассказано в следующей главе.

Ионизационные камеры делают самых разнообразных форм и размеров. Бывают плоские камеры, похожие на ту, о которой только что шла речь, но бывают также цилиндрические или сферические камеры. Есть камеры-малютки, объем которых измеряется несколькими кубическими миллиметрами, и камеры-гиганты объемом несколько сотен литров. В зависи-

мости от назначения ионизационные камеры наполняют воздухом, водородом или каким-нибудь другим газом; их электроды покрывают иногда некоторыми специальными веществами. Но при всем разнообразии деталей любая ионизационная камера работает так, как об этом было рассказано.

## ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ СЧЕТЧИКИ

Из рассмотрения работы ионизационной камеры можно сделать вывод о том, что прикладываемое к камере напряжение служит только для "растаскивания" ионов и его значение никак не влияет на амплитуду возникающего импульса. Однако это верно лишь в определенной области значений напряжения. При очень больших напряжениях электрического поля ионы при своем движении к электродам получают настолько большую энергию, что сами начинают ионизовать газ, порождая новые ионы. В результате общее число ионов может увеличиться в сотни раз и во столько же раз увеличится амплитуда возникающего импульса напряжения. Это явление получило название *газового усиления*. В отличие от процессов, происходящих в ионизационной камере, газовое усиление (а следовательно, и амплитуда снимаемого импульса) зависит от приложенного к электродам напряжения  $U_0$ . Но и в этом случае величина импульса остается пропорциональной энергии пролетевшей частицы. Поэтому прибор, работающий в описанном режиме, называют *пропорциональным счетчиком*.

Обычно пропорциональный счетчик делают в виде цилиндра, вдоль оси которого натягивают тонкую металлическую проволоку — нить. К корпусу счетчика подключают отрицательный, а к нити — положительный полюс источника тока. При таком устройстве электрическое поле сосредоточивается главным образом около нити и максимальное значение напряженности поля получается тем выше, чем меньше радиус нити. Поэтому необходимые для газового усиления большие напряженности полей удается получить при сравнительно небольших разностях потенциалов между корпусом счетчика и нитью.

В электрическую цепь пропорциональный счетчик включается так же, как и ионизационная камера. Электрические импульсы от него имеют такую же форму, как от камеры, только величина их больше. Казалось бы, стоит только приложить до-

статочно высокое напряжение, чтобы газовое усиление было побольше, и пропорциональный счетчик даст настолько большие импульсы, что работать с ними можно будет без дальнейшего усиления. Однако это не так. Дело в том, что при больших газовых усилениях счетчик начинает работать нестабильно и пропорциональность между энергией частиц и амплитудой импульсов нарушается. Чтобы избежать появления пробоев и добиться однородности электрического поля, счетчик приходится делать очень тщательно, защищая и полируя его электроды. А представьте себе, легко ли отполировать нить, диаметр которой составляет сотые доли миллиметра! При неоднородном по длине счетчика электрическом поле амплитуда импульса будет зависеть не только от энергии частицы, но и от места ее попадания в счетчик, что, естественно, нежелательно. Поэтому конструкцию пропорционального счетчика часто приходится усложнять, вводя в него дополнительные электроды для выравнивания поля. В результате этих усложнений удастся изготовить счетчики с газовым усилением от десятков до сотен, а иногда даже до тысячи раз, но и этого часто оказывается слишком мало, чтобы с получаемыми от них импульсами можно было работать без последующего усиления.

#### СЧЕТЧИК ГЕЙГЕРА—МЮЛЛЕРА

Посмотрим, что произойдет, если еще больше увеличить напряжение между электродами счетчика. В этом случае при попадании в счетчик заряженной частицы образуется мощная лавина электронов, которая с большой скоростью обрушивается на положительный электрод и выбивает из него несколько фотонов в ультрафиолетовой области спектра. Эти фотоны, попадая на отрицательный электрод, могут вырвать новые электроны, которые в свою очередь устремятся к положительному электроду (нити счетчика), и т. д. В результате в счетчике возникает так называемый самостоятельный разряд, который будет гореть с постоянной силой независимо от того, попадают в счетчик новые частицы или нет. Точно так горит разряд в неоновых трубках световых реклам. Но ведь счетчик — не реклама! Он должен реагировать на каждую попадающую в него частицу, поэтому такой режим работы никому не нужен. Однако, применяя специальные схемы включения или добавляя в атмосферу счетчика некоторые тяжелые газы, можно создать условия, при которых возникающий

при попадании в счетчик частицы самостоятельный разряд будет гаснуть через очень короткое время. Таким образом, попадание в счетчик каждой новой частицы будет вызывать появление кратковременного, но довольно сильного тока. Работающий в описанном режиме прибор получил название *счетчика Гейгера—Мюллера*.

Амплитуда импульса от счетчика Гейгера—Мюллера может достигать нескольких десятков или даже сотен вольт. С такими импульсами можно работать без всякого усиления. Но эта победа была завоевана дорогой ценой. Дело в том, что амплитуда импульса в счетчике Гейгера—Мюллера определяется только свойствами самого счетчика и параметрами электрической цепи и совершенно не зависит ни от вида, ни от энергии первичной частицы. Импульсы от медленного электрона, создавшего всего несколько пар первичных ионов, и от  $\alpha$ -частицы, создавшей несколько сотен тысяч ионов, оказываются совершенно одинаковыми. Поэтому счетчики Гейгера—Мюллера можно использовать только для подсчета числа пролетевших частиц, но не для определения их типа и энергии.

## ИСКРОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Высокую напряженность электрического поля можно создать и между плоскими электродами, приложив к ним достаточно высокую разность потенциалов. При этом получится детектор излучения с новыми и в некоторой степени неожиданными свойствами.

Если в пространстве между электродами такого детектора пролетит заряженная частица, то возникшие вдоль ее пути ионы начнут ускоряться электрическим полем и ионизовать атомы находящегося в камере газа. Новые ионы тоже включаются в процесс ионизации, в результате чего число ионов в газе лавинообразно нарастает. При этом вследствие высокой плотности ионов и возбуждаемых атомов большое значение приобретают фотоны, которые тоже могут вызывать ионизацию нейтральных атомов (так называемая фотоионизация) и тем самым еще больше увеличивать общее число заряженных частиц. В результате в обоих направлениях от места пролета первичной частицы начинают быстро распространяться два плотных шнура из смеси положительно и отрицательно заряженных частиц. Такую смесь заряженных частиц называют *плазмой*, а плазменные шнуры — *стримерами*. За очень короткое время

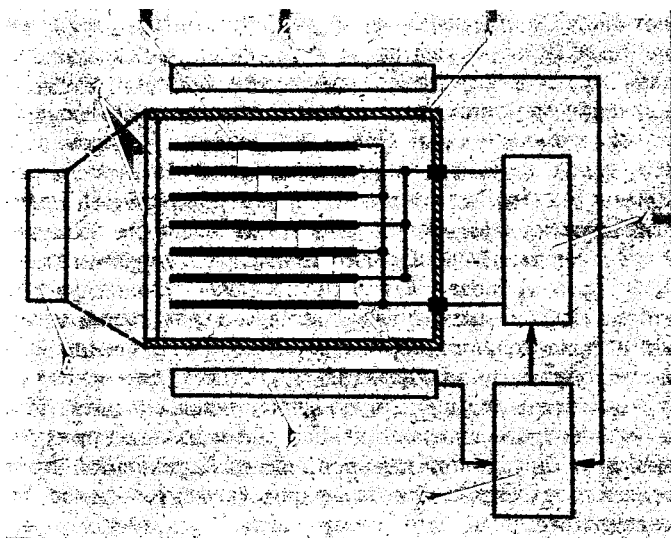


Рис. 19. Искровая камера:

1 – электроды; 2 – управляющие счетчики; 3 – корпус; 4 – источник импульсного питания; 5 – схема совпадений; 6 – фотоаппарат

(порядка  $10^{-9} - 10^{-10}$  с) стримеры достигают поверхности электродов, которые таким образом оказываются соединенными плазменным каналом. Свободно движущиеся в плазме заряженные частицы делают ее прекрасным проводником электрического тока, поэтому между электродами камеры по проложенному стримерами пути развивается мощный электрический разряд в виде искры. Эту искру можно увидеть или сфотографировать и тем самым узнать, где пролетела интересующая нас частица. Работающий на этом принципе прибор получил название *искрового счетчика*.

Для того чтобы более детально проследить путь сильнопроникающей частицы, можно использовать несколько искровых счетчиков, расположенных один над другим. На практике такую систему, называемую *искровой камерой*, изготавливают в виде заключенных в общий корпус нескольких параллельных пластин, подключенных через одну к двум полюсам источника тока (рис. 19). В такой многослойной камере путь частицы отмечается серией одновременно проскочивших искр. Чтобы камера не срабатывала зря от случайно попадающих в нее ионов, ее делают управляемой, для чего выше и ниже камеры устанавли-



ливают системы обычных счетчиков Гейгера—Мюллера и напряжение на пластины камеры с помощью специальной схемы подают лишь на короткие промежутки времени, после того как в верхнем и нижнем счетчиках одновременно возникают электрические импульсы. При этом созданные первичной частицей ионы не успевают рекомбинировать и цепочка возникающих в камере искр отмечает путь пролетевшей частицы.

Искровые камеры могут работать на обычном воздухе при атмосферном давлении. Однако применение других газов (например, аргона) позволяет получить значительно лучшие результаты. Специальным подбором параметров газового наполнения и приложенного к камере напряжения можно создать такие условия, при которых разряд происходит не перпендикулярно электродам, а вдоль пути пролетевшей частицы. Иногда один из электродов делают в виде сетки из натянутых параллельно друг другу тонких проволок. Через такой прозрачный электрод можно фотографировать искры вдоль линий электрического поля. Эти камеры делают огромных размеров с площадью электродов несколько квадратных метров! Подобные камеры применяют для регистрации быстрых заряженных частиц с большим пробегом (например, при исследованиях космического излучения).

## ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

В ионизационных камерах и счетчиках электрический ток возникает за счет того, что ионы, образованные пролетевшей частицей, под действием электрического поля движутся к противоположно заряженным электродам. Казалось бы, такое явление можно наблюдать только в газах или, в крайнем случае, в жидкостях, а в твердых телах, где все атомы зафиксированы в определенных положениях, возникающие ионы двигаться не могут. Однако на самом деле это не совсем так.

Рассмотрим конденсатор, между пластинами которого находится твердое тело — кристалл. Представим себе цепочку нейтральных атомов этого кристалла, тянущуюся от одной пластины конденсатора к другой. Если в кристалл попадает заряженная частица и ионизует один из атомов этой цепочки, то легкоподвижный электрон тут же улетит на анод конденсатора, а положительный ион останется на месте. Но не всегда. Под

действием электрического поля конденсатора электрон соседнего атома может сместиться и перескочить на свободное место во внешней оболочке иона. Таким образом, бывший ион превратится в нейтральный атом, а бывший нейтральный атом станет ионом. Этот процесс будет продолжаться и дальше, пока ионизованным не окажется атом, расположенный около отрицательного электрода (катода) конденсатора. Все это очень напоминает движение положительного иона к катоду в газе ионизационной камеры, только в последней ион действительно движется, а в кристалле все атомы остаются на своих местах. У катода ион получит недостающий ему электрон, и вся система вернется к первоначальному состоянию.

Для того чтобы описанный процесс действительно происходил, необходимо выбрать вещество, обладающее двумя противоречивыми свойствами: электроны должны свободно двигаться в нем под действием внешнего поля, как в металле, но в обычном состоянии не должно быть свободных электронов, как в диэлектрике, иначе через него и без внешней ионизации будет все время идти постоянный ток. Оказалось, что вещества с подобными свойствами существуют в природе. Это так называемые *полупроводники* — специально приготовленные кристаллы кремния, германия и некоторых других веществ; изготовленные на их основе детекторы излучения называют *полупроводниковыми детекторами*.

По свойствам полупроводниковые детекторы весьма похожи на обычные ионизационные камеры. Но так как пробег тяжелых заряженных частиц в твердом веществе сравнительно невелик, размеры полупроводниковых детекторов весьма малы: толщина рабочего слоя в них измеряется десятками или сотнями микрон, а полезная площадь часто бывает порядка одного квадратного сантиметра или даже еще меньше. Таким образом, полупроводниковый детектор может служить практически точечным детектором излучения, позволяющим к тому же не только регистрировать частицы, но и измерять их энергию. Для регистрации электронов, имеющих значительно большие пробеги, чем протоны и  $\alpha$ -частицы, в последние годы разработаны особые германиево-литиевые полупроводниковые детекторы рабочим объемом десятки кубических сантиметров. Такие детекторы можно использовать и для регистрации и измерения энергии фотонов, так как в результате фото- и комптон-эффектов возникают быстрые электроны, которые и создают электрический импульс в детекторе.

В некоторых прозрачных веществах длины волн электромагнитного излучения, возникающего при возвращении ионизованных или возбужденных атомов в нормальное состояние, лежат в видимой или ультрафиолетовой области спектра. При попадании в такие вещества ионизирующих частиц в них возникают слабые вспышки света (сцинтилляции), видимые иногда даже простым глазом. На этом явлении, как уже упоминалось, была основана работа спинтарископа Крукса, и оно же используется в специальных светящихся составах.

С помощью спинтарископа Крукса было сделано несколько крупных открытий. Однако сидеть в полной темноте и наблюдать еле видимые вспышки света очень утомительно, да и ошибиться легко. Поэтому в современных сцинтилляционных счетчиках световые вспышки регистрируются автоматически.

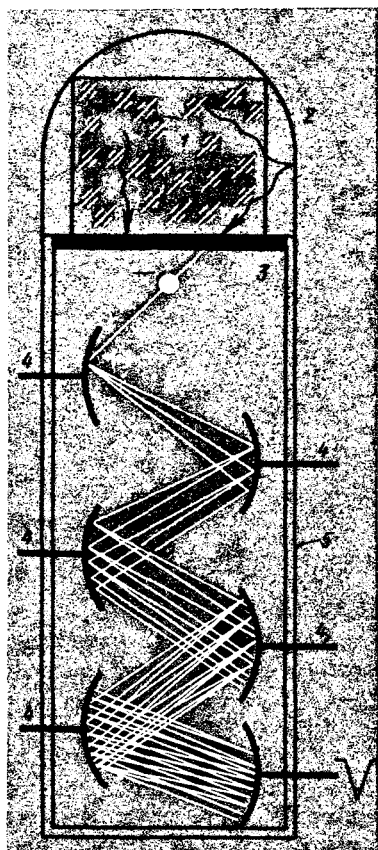
Основная деталь любого сцинтилляционного счетчика (рис. 20) — это сам *сцинтиллятор*, т. е. вещество, в котором энергия падающей частицы превращается в энергию света. Обычно в качестве сцинтилляторов используют кристаллы некоторых неорганических ( $ZnS$ ,  $NaI$ ,  $CsI$ ) или органических (антрацен) веществ. В качестве сцинтилляторов применяют также особые виды пластмасс, растворы некоторых органических соединений и даже газы.

Другой очень важной деталью сцинтилляционного счетчика является *фотоэлектронный умножитель* (сокращенно — фотоумножитель, или, еще короче, ФЭУ). Фотоумножитель — это запаянная стеклянная трубка с несколькими электродами внутри. Каждый электрод представляет собой маленькое корытце, покрытое веществом, из которого очень легко вырываются электроны. Таким же веществом покрыта и передняя стенка трубки, называемая фотокатодом. Перед началом работы на все электроды фотоумножителя подается напряжение, причем с таким расчетом, чтобы каждый следующий электрод (считая от фотокатода) имел положительный потенциал относительно предыдущего. В спокойном состоянии цепи всех электродов разорваны и ток через них, естественно, не идет. Если же в расположенный рядом с фотоумножителем сцинтиллятор попадает заряженная частица, то возникшие при световой вспышке фотоны падают на фотокатод и вырывают из него несколько электронов. Под влиянием разности потенциалов эти электроны устремляются к первому корытообразному

Рис. 20. Схема устройства сцинтилляционного счетчика:

1 — сцинтиллятор; 2 — отражатель света; 3 — фотокатод; 4 — корытообразные электроды (диноды); 5 — корпус фотоумножителя

электроду; здесь каждый электрон выбивает несколько новых электронов, устремляющихся ко второму электроду, и т. д. В результате на последний электрод приходит мощная лавина электронов и в его цепи на короткое время возникает довольно сильный ток, зарегистрировать который весьма просто. При этом чем больше энергия начальной частицы, тем больше возникает фотонов и тем больше вылетает электронов из фотокатода, а стало быть, тем больше электронов приходит на последний электрод фотоумножителя. В результате амплитуда снимаемого с этого электрода электрического импульса оказывается пропорциональной энергии пролетевшей частицы (так же, как в ионизационной камере и в пропорциональном счетчике).



## ЧЕРЕНКОВСКИЕ СЧЕТЧИКИ

В 1934 году советский физик П. А. Черенков под руководством С. И. Вавилова детально исследовал слабое свечение, неизменно возникающее в любой прозрачной среде вокруг любого радиоактивного источника, в котором образуются  $\beta$ - и  $\gamma$ -частицы достаточно высокой энергии. Теория этого свечения, названного излучением Вави-

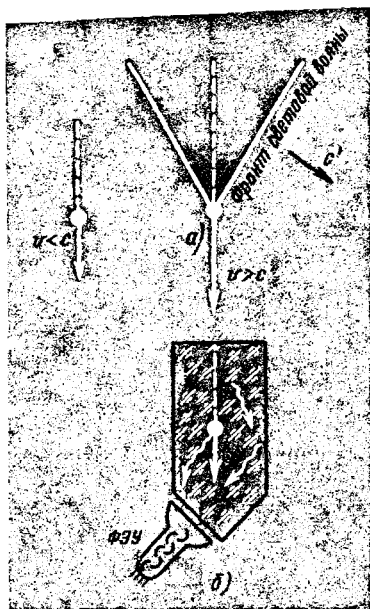


Рис. 21. Принцип работы черенковского счетчика:

*а* — образование световой волны; *б* — устройство счетчика

лова—Черенкова, была в дальнейшем разработана советскими физиками И. Е. Таммом и И. М. Франком, за что им в 1958 году была присуждена Нобелевская премия. Согласно этой теории эффект Вавилова—Черенкова заключается в следующем.

Как уже отмечалось, ни одно движение в природе не может происходить со скоростью, превышающей скорость света в вакууме  $c$ , но частицы очень больших энергий могут иметь в пустоте скорости, очень близкие к  $c$ . Попадая в плотную среду, такие частицы начинают тормозиться, однако первое время их скорость  $v$  остается весьма близкой к  $c$ . В то же время скорость света в плотной среде  $c'$  существенно отличается от  $c$ :

ведь отношение  $c/c'$  равно показателю преломления среды, который для воды составляет 1,33, а для стекла еще больше — около 1,5. Таким образом, вполне возможно, что частица в среде движется со скоростью  $v$ , *большей скорости света в этой среде  $c'$* . При этом возникают электромагнитные волны, происхождение которых поясняет следующая аналогия.

Если в воду опустить прут и перемещать его со скоростью, меньшей скорости распространения волн по поверхности воды, то вода останется практически спокойной, а сопротивление движению прутка будет определяться только его трением о воду. Если же скорость движения прутка превысит скорость волн, то возникнет расходящаяся под углом волна, на образование которой будет затрачиваться определенная энергия. Сопротивление движению прутка при этом резко возрастет. Если теперь заменить в нашем рассуждении прут зарядной частицей, волны на поверхности воды — электромагнитными волнами, а под трением подразумевать ионизацию и

возбуждение атомов, то получится картина эффекта Вавилова—Черенкова. Только волна, конечно, будет иметь вид не плоского угла, а конуса, так как все направления в пространстве равноправны. Заметим, что аналогичные явления наблюдаются и с волнами звука в воздухе при пролете реактивных сверхзвуковых самолетов.

Возникшую при эффекте Вавилова—Черенкова световую волну легко зарегистрировать с помощью фотоумножителя. Черенковский счетчик (рис. 21) весьма прост, так как рабочим телом для него может служить любое прозрачное вещество с достаточно большим показателем преломления. Очень часто в черенковских счетчиках используется обычная вода.

Из предыдущего ясно, что область применения черенковских счетчиков ограничивается регистрацией очень быстрых заряженных частиц, способных пролететь в плотном веществе, по крайней мере, несколько сантиметров со скоростью, близкой к скорости света. Такие частицы встречаются в космическом излучении или получают на сверхмощных ускорителях. Частицы, возникающие при обычных ядерных реакциях, имеют значительно меньшие энергии, и если их начальная скорость и была больше  $c'$ , то таковой она сохраняется лишь на ничтожно малом отрезке пути. Поэтому интенсивность излучения от одной частицы невелика и для регистрации таких частиц черенковские счетчики обычно не применяют.

## КАМЕРА ВИЛЬСОНА

В ионизационных камерах и счетчиках частицы вызывают ионизацию, которая приводит к появлению электрического тока; в сцинтилляционных счетчиках в результате ионизации и возбуждения атомов происходят вспышки света. Во всех рассмотренных детекторах конечным носителем информации о частице является электрический импульс. Работа камеры Вильсона основана на еще одном свойстве ионов — их способности служить центрами конденсации пара.

*Камера Вильсона* (рис. 22) — это стеклянный цилиндр с металлическим плотно прилегающим поршнем или резиновой мембраной вместо дна и стеклянной герметически закрытой крышки. Внутри камеры находятся воздух или какой-нибудь другой газ и небольшое количество легко испаряющейся жидкости (воды, спирта и т. п.), образующей насыщенный пар. Если теперь дно камеры резко опустить вниз, то заполняющий

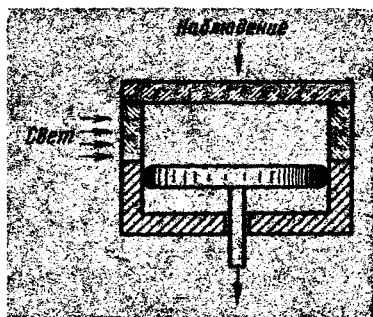


Рис. 22. Схема камеры Вильсона

ее газ расширится и несколько охладится, в результате чего пар из насыщенного станет пересыщенным. Образовавшийся избыток влаги стремится уйти из газа, конденсироваться в виде капель росы на стенках камеры или образовать мельчайшие капельки тумана.

Таким образом, происходящие в камере Вильсона процессы напоминают атмосферные явления прохлад-

ным летним вечером после жаркого дня. Однако на первых порах процесс конденсации идет не очень интенсивно: ведь если две молекулы жидкости и столкнутся между собой, то возникшая между ними связь может тут же разорваться. Поэтому в чистом газе пар может довольно долго оставаться в пересыщенном состоянии, не образуя тумана. Другое дело, если в газе есть какие-нибудь инородные мелкие частички, например обычная пыль. Каждая крупинка пыли состоит из громадного числа молекул, следовательно, подошедшая к ней молекула жидкости связывается гораздо сильнее, чем с другой одиночной молекулой. Затем так же захватывается вторая молекула жидкости, потом третья. В результате очень быстро образуется капля жидкости, размеры которой могут значительно превышать размер первоначальной пылинки; последняя в этом процессе выполняла роль зародыша будущей капли тумана. Подобным центром конденсации может быть и любая электрически заряженная частица, в том числе отдельный ион.

Если в камеру с пересыщенным паром попадает быстрая частица, то вдоль ее пути образуется цепочка ионов, каждый из которых становится центром маленькой капельки влаги. Эти капли легко увидеть простым глазом в виде тонкой белесой нити, свободно висящей в газе камеры. Особенно эффектна картина, возникающая на темном фоне поршня при освещении камеры сбоку: в этом случае сверкающие следы пролетевших частиц висят в воздухе подобно дымовым следам ракет, освещенным прожекторами на фоне черного неба во время праздничного салюта.

Таким образом, камера Вильсона позволяет наблюдать и фотографировать следы пролетающих ионизирующих частиц, причем в отличие от фотопластинок здесь не требуется ни об-

работка эмульсии, ни ее рассматривание в микроскоп, что, естественно, весьма удобно.

Однако у камеры Вильсона есть и недостатки: состояние пересыщения продолжается очень недолго — всего несколько десятых долей секунды, после чего или выпадает сплошной туман, или, наоборот, даже образовавшиеся следы рассасываются и исчезают. Можно произвести новое расширение, однако время, необходимое для восстановления первоначальных условий, довольно велико — несколько секунд. Поэтому доля времени, в течение которого камера Вильсона способна регистрировать пролетающие частицы, оказывается весьма малой.

## ДИФфуЗИОННЫЕ КАМЕРЫ

После многочисленных попыток увеличить рабочее время камеры Вильсона в 1936 году Лангсдорфу удалось построить камеру, которую он назвал *диффузионной*.

Конструкция диффузионной камеры проще, чем устройство камеры Вильсона. Вместо движущегося поршня снизу ее закрывает металлическая пластинка, охлаждаемая снаружи сухим льдом. Вблизи верхнего стекла, температура которого поддерживается на уровне комнатной, помещается кольцевой лоток со спиртом. Спирт непрерывно испаряется, образуя в верхних слоях камеры насыщенные пары. Эти пары постепенно проникают (диффундируют) в нижние, более холодные слои газа камеры, и если при относительно высокой температуре верхних слоев пар был насыщенным, то здесь он становится пересыщенным. Следовательно, в определенном слое диффузионной камеры непрерывно поддерживаются такие же условия, какие возникают в камере Вильсона в момент расширения. Если в этот слой влетит заряженная частица, то вдоль ее пути возникнет след из капелек тумана, которые затем постепенно осядут на дно.

Непрерывная чувствительность диффузионных камер позволяет использовать их для наблюдения очень редких процессов. С их помощью можно зарегистрировать буквально все частицы, образующиеся при распаде какого-нибудь очень слабого источника. Однако в некоторых случаях непрерывная чувствительность из достоинства превращается в недостаток: в первую очередь это относится к работе в условиях сильного фона постороннего излучения, с чем неизбежно приходится сталкиваться при экспериментах на ускорителях.



Диффузионная камера — устройство весьма капризное. Лишь через 15 лет после ее изобретения с ней были получены первые удовлетворительные фотографии следов частиц. В 50-х годах диффузионные камеры начали применять при различных исследованиях, но используют их гораздо реже, чем обычные камеры Вильсона.

## ПУЗЫРЬКОВЫЕ КАМЕРЫ

И в камере Вильсона, и в диффузионной камере рабочим телом, тормозящим пролетающие частицы, является газ. Это обстоятельство весьма удобно при изучении частиц не очень высоких энергий, так как пробеги таких частиц в газе достаточно велики, чтобы их можно было разглядеть простым глазом. Но очень быстрые частицы — входящие в состав космических лучей или получаемые на современных ускорителях — пробегают в воздухе до остановки многие десятки метров. Поэтому в камерах реальных размеров укладывается только малая часть их пробега, тогда как для измерения основных характеристик пролетевшей частицы необходимо видеть весь ее след.

Для того чтобы регистрировать частицы столь больших энергий, необходимо увеличить плотность рабочего вещества. Была построена камера Вильсона, работающая на сжатом газе при давлении 200 атм (около  $2 \cdot 10^7$  Па). Но даже эта плотность не удовлетворяет исследователей. Естественно было задуматься над тем, нельзя ли построить аналогичную камеру с заменой газа жидкостью.

На первый взгляд кажется, что вопрос поставлен нелепо. Ведь жидкости уже не во что конденсироваться! Однако известно, что если пар может быть пересыщенным, то жидкость может быть перегретой. Такая жидкость всегда стремится вскипеть, но если она очень чистая и находится в сосуде с гладкими чистыми стенками, то образование пузырьков может существенно задержаться и состояние перегрева без вскипания может сохраняться в течение нескольких секунд и даже минут. Если же в перегретой жидкости появятся какие-нибудь инородные частицы, то они станут центрами парообразования аналогично тому, как в пересыщенном паре они были бы центрами конденсации, и жидкость тут же вскипит. В этом можно убедиться, всыпав в перегретую жидкость немного песка. Центрами парообразования могут стать и ионы. Вот это обстоя-

тельство и позволило Глейзеру в 1952 году создать новый тип детектора элементарных частиц — *пузырьковую камеру*.

Рабочая жидкость находится в прочном сосуде с толстыми стеклянными стенками (рис. 23), через которые можно наблюдать происходящее внутри. Жидкость поддерживается при температуре выше нормальной температуры кипения. Однако до начала работы она не кипит, так как находится под давлением выше атмосферного, создаваемым поршнем. Непосредственно перед наблюдением давление резко уменьшается и жидкость оказывается в перегретом состоянии. В реальных камерах такое состояние длится очень недолго: обычно уже через несколько тысячных долей секунды вся жидкость закипает. Но если в течение этого короткого промежутка времени в жидкость попадает быстрая заряженная частица, то первые пузырьки газа возникают на образованных ею ионах и след частицы на мгновение становится видимым. Остается лишь успеть его сфотографировать.

Рабочим веществом в пузырьковых камерах могут быть или легкокипящие органические жидкости (например, пропан), или сильно охлажденные сжиженные газы (например, водород). Пузырьковые камеры делают больших размеров, полезным объемом десятки и даже сотни литров. Таким образом, пузырьковая камера — это весьма сложное и громоздкое сооружение массой порою несколько тонн, зато с ее помощью удастся получить снимки, которые невозможно сделать никакими другими способами.

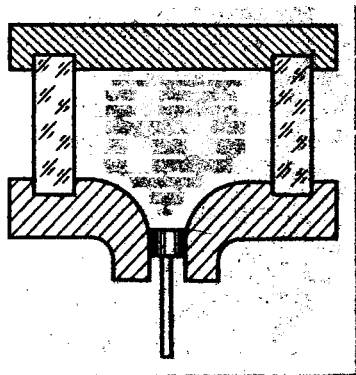


Рис. 23. Схема пузырьковой камеры

## СТЕКЛО В РОЛИ ДЕТЕКТОРА

Оказывается, что заряженные частицы оставляют следы во многих веществах, в том числе и в обычном стекле. Пролетая через слой вещества, тяжелая частица не только ионизует встречные атомы, но и "расталки-

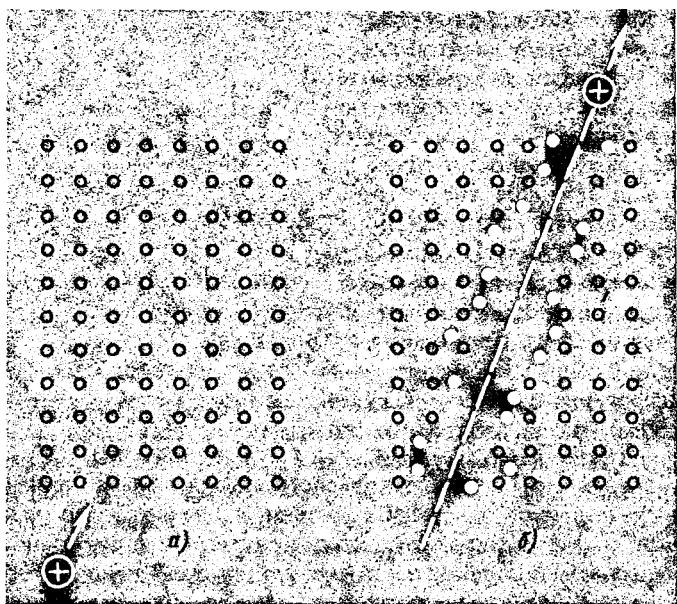


Рис. 24. Нарушения структуры вещества вдоль пути тяжелой заряженной частицы:

*а* — до пролета; *б* — после пролета частиц; белые кружки — смещенные атомы

вает” их. Смещенные со своих мест атомы или ионы застревают между соседними атомами. В результате вдоль пути частицы возникают дефекты (рис. 24). Очевидно, что свойства такого поврежденного вещества отличаются от свойств остального вещества (например, появляются различия в плотности), поэтому “полоску” с дефектами можно зарегистрировать.

Поскольку ширина этой полоски во много раз меньше световой волны, увидеть ее можно только с помощью электронного микроскопа. Однако электронный микроскоп — очень сложный и дорогой прибор. Поэтому желательно было найти более простой способ наблюдения оставленных частицами следов. И такой способ вскоре был найден.

Было обнаружено, что при обработке облученной пластинки кислотой разъедание вещества начинается прежде всего там, где есть оставленные частицами дефекты. В тонких пластинках слюды, например, образуются сквозные отверстия, хорошо видимые уже в обычный микроскоп. Эти отверстия легко

пересчитать и тем самым узнать, сколько частиц попало на пластинку за время эксперимента.

Данный способ регистрации излучения имеет уникальные особенности. Оказалось, что следы частиц в твердых телах сохраняются в течение миллиардов лет, поэтому, изучая природные минералы, можно заметить следы частиц, попавших в них при возникновении нашей планеты. Пластинки слюды или стекла можно поместить куда угодно, в том числе в зоны с высокими температурами и давлениями, в которых никакие другие детекторы не смогли бы работать. И при всех своих замечательных свойствах этот детектор предельно прост и дешев.

Однако у этого способа регистрации излучения есть и недостатки, главный из которых связан с тем, что травление пластинки кислотой начинается лишь при условии достаточно высокой начальной плотности дефектов. А плотность дефектов определяется зарядом пролетающей частицы, поэтому частица с малым зарядом может вообще не оставить после себя заметного следа. Эксперименты показывают, что в слюде, например, следы могут оставить лишь частицы с зарядом больше 18, т. е. быстро летящие ядра аргона и более тяжелых элементов, а от протонов, дейтронов и  $\alpha$ -частиц следов не остается. Здесь, правда, надо сделать два замечания. Во-первых, минимальный заряд частицы, оставляющей после себя след, для каждого вещества свой. Удалось найти такое вещество — нитрат целлюлозы — в котором оставляют следы даже дейтроны. Во-вторых, способность регистрировать только достаточно тяжелые частицы часто из недостатка превращается в достоинство, когда, например, надо заметить очень редкие тяжелые частицы на фоне большого числа более легких частиц. Благодаря отмеченным особенностям способ регистрации частиц с помощью стекол и некоторых других прозрачных веществ получил в последние годы значительное распространение.

## РЕГИСТРАЦИЯ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Фотоны не могут непосредственно вызвать ионизацию и возбуждение атомов среды. Но, как уже говорилось, прохождение фотонов через вещество сопровождается тремя эффектами, в результате которых появляются быстрые свободные электроны. Регистрируя эти электроны описанными выше способами, можно обнаружить фотоны и изучить их свойства.

Обычно для регистрации  $\gamma$ -излучения используют счетчики Гейгера—Мюллера или сцинтилляционные счетчики. Благодаря значительной проникающей способности  $\gamma$ -излучения требования к конструкции счетчика весьма упрощаются: его стенки могут быть толстыми, препарат можно располагать вне счетчика и т. д. В то же время из-за высокой проникающей способности значительная часть фотонов может пройти сквозь счетчик без взаимодействия со встречными атомами, т. е. в полном смысле слова бесследно. Поэтому эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения, под которой понимается отношение числа зарегистрированных фотонов к их полному числу, для счетчиков Гейгера—Мюллера обычно не превышает нескольких процентов, тогда как эффективность регистрации заряженных частиц такими счетчиками близка к 100%. Значительно большей эффективностью регистрации фотонов обладают сцинтилляционные и полупроводниковые счетчики из германия. Благодаря большому количеству плотного вещества в чувствительной области этих детекторов их эффективность может достигать нескольких десятков процентов, а для больших сцинтилляционных детекторов с расположенным внутри источником излучения эффективность практически равна 100%.

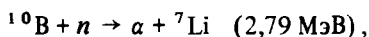
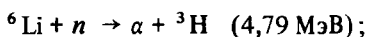
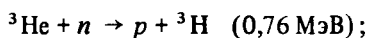
## РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

В начале главы отмечалось, что прохождение нейтронов через вещество сопровождается различными ядерными реакциями, а быстрые нейтроны, кроме того, могут вызвать появление ядер отдачи. Возникающие при этих процессах заряженные частицы регистрируются всевозможными детекторами излучения, давая тем самым информацию о присутствии, числе и энергии нейтронов.

Ядра отдачи можно наблюдать в фотопластинке, в камере Вильсона и в диффузионной камере в виде коротких прямых следов, начинающихся и кончающихся в различных точках рабочей среды. При этом чем легче ядро, служащее мишенью, тем легче нейтрону сдвинуть его с места и тем большая доля энергии нейтрона будет передана ядру при столкновении. Для процесса регистрации это весьма полезно, так как частица большой энергии создает на своем пути больше ионов. Поэтому камеры Вильсона, предназначенные для регистрации нейтронов, наполняются обычно водородом или гелием. В фотопластинках водород входит в состав желатина, являющегося осно-

вой любой фотоэмульсии. Для регистрации ядер отдачи можно использовать ионизационные камеры и пропорциональные счетчики, наполненные легкими газами, а также сцинтилляционные счетчики с пластмассовыми или жидкими органическими сцинтилляторами, так как в состав всех этих веществ входит водород.

При ядерных реакциях, вызываемых нейтронами, ионизацию производят возникающие заряженные частицы и разлетающиеся с большими скоростями вновь образуемые ядра. Для того чтобы даже самые медленные нейтроны могли вызвать ядерную реакцию, она должна сопровождаться выделением энергии. Таких реакций известно очень много; наиболее часто используются реакции



а также некоторые другие (цифры в скобках показывают, какое количество энергии выделяется в той или иной ядерной реакции).

Использовать ядерные реакции можно многими способами. Например, можно сделать ионизационную камеру или пропорциональный счетчик и наполнить их гелием-3 или газообразным соединением бора —  $\text{BF}_3$ . При облучении нейтронами такого детектора будут происходить ядерные реакции и их продукты — например, ядра лития и гелия ( $\alpha$ -частицы) в счетчике с  $\text{BF}_3$  — будут ионизовать газ и вызывать появление в цепи счетчика электрических импульсов. Литий нельзя использовать в виде газа, но зато на электроды счетчика можно нанести слой какого-нибудь твердого соединения лития (иногда такие же покрытия делают из бора, урана и других элементов). В этом случае продукты ядерной реакции будут вылетать из твердого слоя в газ и создавать электрические импульсы. Литий можно использовать и в сцинтилляционных счетчиках в виде кристаллов  $\text{LiI}$ , а также в виде тонких слоев, нанесенных на поверхность полупроводниковых детекторов.

Многие нерадиоактивные вещества после облучения нейтронами становятся радиоактивными. Так, при попадании нейтрона в ядро единственного существующего в природе изотопа марганца  ${}^{55}\text{Mn}$  образуется ядро радиоактивного изотопа  ${}^{56}\text{Mn}$ , распадающегося с испусканием  $\beta$ -частиц и  $\gamma$ -квантов. Аналогичные реакции происходят при облучении нейтронами серебра,

меди, кобальта, иода и почти всех остальных элементов. Это открывает еще один путь регистрации нейтронов. В той точке, где надо измерить число нейтронов, помещают небольшой кусочек серебряной фольги либо ампулу с солью марганца или с каким-нибудь другим веществом и, выждав некоторое время, подносят облученный нейтронами образец к бета- или гамма-счетчику. Активность образца будет тем больше, чем интенсивнее был поток нейтронов во время облучения, поэтому по скорости счета можно судить о числе нейтронов в интересующем нас месте.

## ЕЩЕ РАЗ О ЗНАЧЕНИИ СЛОВА "НАБЛЮДЕНИЕ"

Рассмотрев работу большого числа экспериментальных приборов, служащих для регистрации различных видов излучения, можно отметить следующее.

1. Физики научились замечать, регистрировать частицы и даже видеть их следы, несмотря на то что энергии таких частиц гораздо меньше порога непосредственного восприятия органов человеческих чувств. В самом деле, если комар массой 1 мг упадет на нашу ладонь с высоты 1 см, то совершится работа примерно  $10^{-7}$  Дж. Вряд ли мы что-либо при этом почувствуем. В то же время  $\alpha$ -частицы имеют обычно энергии от 4 до 7 МэВ, т. е. от  $6 \cdot 10^{-13}$  до  $10^{-12}$  Дж, что в сотни тысяч раз меньше энергии, которая выделилась бы при падении комара на ладонь. Но дело даже не в малости энергии. В космических лучах, например, встречаются частицы энергией около  $10^{19}$  эВ, т. е. порядка 1 Дж. В других случаях такое выделение энергии уже можно заметить, ведь она соответствует энергии, выделяющейся при падении гирьки массой 100 г с высоты 1 м. Однако если даже такая частица упадет на ладонь человека, то она пронизет ладонь насквозь и человек опять ничего не заметит, так как из-за громадной проникающей способности таких частиц энергия, оставляемая ими на 1 см пути, ничтожно мала. В приборах же всегда используются вторичные эффекты, как бы увеличивающие масштабы явления. Например, одна заряженная частица в ионизационной камере создает сотни тысяч пар других заряженных частиц (ионов) или в фотопластинке — несколько тысяч зерен серебра, а как те, так и другие уже доступны непосредственному наблюдению. Таким образом, людям помогла сама природа — нужно было только найти подходящие процессы и научиться их использовать. Но на это "только" пришлось

затратить десятки лет напряженной работы многих научных коллективов, возглавлявшихся выдающимися учеными нашего времени.

2. Рассматривая действие каждого прибора, можно убедиться в справедливости утверждения, высказанного в начале главы: наблюдение заключается в регистрации органами чувств результата взаимодействия, интересующего нас объекта с внешней средой, причем в отличие от мира привычных нам масштабов в мире атомов такое взаимодействие никогда не проходит бесследно для самого изучаемого объекта. Если мы получили импульс от ионизационной камеры, то это означает, что какая-то частица растратила в камере всю свою энергию (или по крайней мере значительную ее долю). Таким образом, в тот момент, когда мы об этом узнали, энергия частицы была уже совсем не такой, как при попадании ее в камеру. Зарегистрировав с помощью ядерной реакции нейтрон, мы должны помнить, что этот нейтрон уже не существует в свободном состоянии, так как он вошел в состав вновь образовавшегося ядра. То же относится и к любым другим методам регистрации микро-частиц, тогда как наблюдая самолет невооруженным глазом или даже с помощью прожектора или радиолокатора, мы практически никак не влияем на его полет. Об этом необходимо помнить при анализе результатов любых экспериментов из области атомных или ядерных явлений.

Итак, наш короткий обзор детекторов излучений закончен. Как мы видели, многие из них дают информацию об изучаемом явлении в форме электрических импульсов. О том, как регистрируются и обрабатываются эти импульсы, будет рассказано в следующей главе.

## Глава 5

### ЭЛЕКТРОНИКА В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

#### КАК ЭЛЕКТРОНИКА ПОМОГАЕТ ИЗМЕРЕНИЯМ

Прежде всего, давайте уточним, что понимается под словом "электроника".

Всем знакомы радиоприемники и телевизоры. Известно также, что основными элементами этих приборов являются



радиолампы и полупроводниковые элементы — диоды, транзисторы и другие. А что такое радиолампа? Это запаянная колба с несколькими электродами: один из них (катод) непрерывно испускает электроны, которые, пройдя через систему сеток, попадают на другой электрод (анод). Аналогичные процессы происходят и в полупроводниковых элементах, только в них электроны движутся в твердом теле. Поэтому радиолампы называют также электронными лампами, приборы, в которых используются радиолампы и полупроводниковые элементы, — электронными приборами, а всю область техники, занимающуюся разработкой и изготовлением таких приборов, — электронной техникой, или просто электроникой. Иногда электроникой называют также всю совокупность используемых электронных приборов.

Постараемся ответить на вопрос: зачем вообще нужна электроника? Ведь радиоприемник можно построить и без электронных ламп: вспомните хотя бы первый приемник А. С. Попова или потомка этого приемника — так называемый детекторный приемник. Но недаром же современные приемники делают на электронных лампах или на эквивалентных им полупроводниковых элементах. Дело в том, что электронным лучом очень легко управлять. Из-за малой массы электроны легко отклоняются даже относительно слабыми электрическими и магнитными полями. А это открывает широкие возможности в области генерирования, усиления и измерения электрических сигналов. Электронные приборы очень компактны, относительно просты, а их возможности поистине безграничны! Различные виды связи, управления сложными технологическими процессами, математические вычисления, аэро- и астронавигация — вот далеко не полный перечень отраслей техники, в которых широко применяются электронные приборы. Но вернемся к ядерной физике.

Регистрацию излучений можно проводить и без электроники, например с помощью фотопластинок, камер Вильсона, диффузионных и пузырьковых камер. Но при ядерно-физических исследованиях работа с электрическими сигналами позволяет получить и обработать большое количество информации в минимальные сроки и при минимальном участии экспериментатора. В самом деле, для того чтобы узнать что-либо о частицах, попавших в фотоэмульсию, пластинки нужно проэкспонировать, потом проявить, высушить, а затем, напрягая зрение, долго просматривать под микроскопом. И не просто просматривать, а измерять каждый след с помощью микро-

метрической шкалы. Для получения информации о явлениях, происходящих в камере Вильсона, необходимо сделать серию снимков стереоскопическим фотоаппаратом, обработать пленки, а затем произвести измерения сфотографированных следов специальными оптическими приборами — стереокомпараторами, позволяющими находить истинную длину следов, не лежащих в плоскости снимков. А так как при обычном эксперименте приходится обрабатывать сотни, тысячи и десятки тысяч событий, можно себе представить, сколь трудоемки эти измерения.

В то же время электрические сигналы от детекторов могут обрабатывать сами приборы. Экспериментатору остается только собрать нужную ему цепь электронных приборов, включить их в сеть и нажать кнопку "пуск", после чего он может даже уйти, а его установка будет сама регистрировать и анализировать поступающие на нее импульсы. Специальные приборы по поступающим на них импульсам могут вычислить искомую физическую величину, вычертить график исследуемого процесса, а заодно определить и возможную погрешность эксперимента. Для того чтобы все это осуществить, необходимо поступающие от детектора импульсы считать, измерять их амплитуду, длительность, форму и т. д. Совершенно очевидно, что обычные электротехнические приборы — вольтметры, амперметры и т. д. — для этой цели непригодны, так как импульсы от детекторов излучения настолько коротки, что стрелки таких приборов просто не будут успевать отклоняться. Можно искусственно удлинить импульсы, но это не выгодно, ибо продолжительные импульсы будут накладываться друг на друга, что исказит наблюдаемую картину. В таком положении могла помочь только электроника. Поэтому ни одна современная лаборатория не обходится без электронных приборов — незаменимых помощников физиков-экспериментаторов. Дальше мы увидим, что в ряде случаев электронные приборы действительно незаменимы и многие важнейшие открытия можно было сделать только благодаря им. Что же это за приборы и как они работают?

## ПРИБОРЫ ЯДЕРНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Приборы ядерной электроники и по внешнему виду, и по внутреннему устройству очень напоминают обычные радиоприемники и телевизоры. Их основными элементами также являются радиолампы, полупровод-

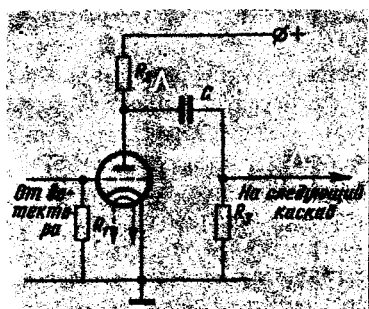


Рис. 25. Принципиальная схема усилительного каскада

никовые диоды и триоды, резисторы, конденсаторы, электронно-лучевые трубки и т. д. Но в отличие от приемников и телевизоров, рассчитанных на работу с электрическими колебаниями синусоидальной формы в пределах относительно узкой полосы частот, приборы ядерной электроники предназначены для работы с электрическими импульсами. Рассмотрим на примере ламповых схем прин-

ципы работы основных типов измерительных электронных устройств (полупроводниковые схемы работают аналогичным образом, но протекающие в них процессы несколько сложнее).

**Усилители** — приборы для увеличения амплитуды электрических импульсов и их мощности. Работа усилителей основана на том, что слабый электрический сигнал, поступающий на сетку радиолампы (рис. 25), очень сильно влияет на протекающий через лампу ток. В результате в такт с изменением напряжения на сетке лампы изменяется напряжение и на ее аноде, но в гораздо большей степени. Передав усиленный таким образом импульс с анода первой лампы через конденсатор на сетку второй лампы, можно усилить его еще больше. Современные многоламповые усилители позволяют усиливать импульсы напряжения в сотни тысяч раз, что вполне достаточно для дальнейшей работы с ними.

**Счетные устройства.** Наиболее простым счетным прибором, отмечающим число возникающих импульсов, является *механический счетчик*. Это небольшая коробочка с двумя циферблатами; внутри нее находятся небольшая катушка и якорек. При поступлении в катушку импульса тока якорек притягивается и перемещает стрелку на одном из циферблатов на одно деление. Когда стрелка сделает полный круг, стрелка на втором циферблате переместится на одно деление. Так как каждый циферблат разбивается обычно на 100 делений, такой прибор может зарегистрировать 10 тысяч импульсов.

Механический счетчик может работать от импульсов амплитудой несколько десятков вольт и длительностью около 0,01 с. Такие импульсы легко получить с выхода обычного усилителя. Однако для нормального функционирования счетчика за 1 с

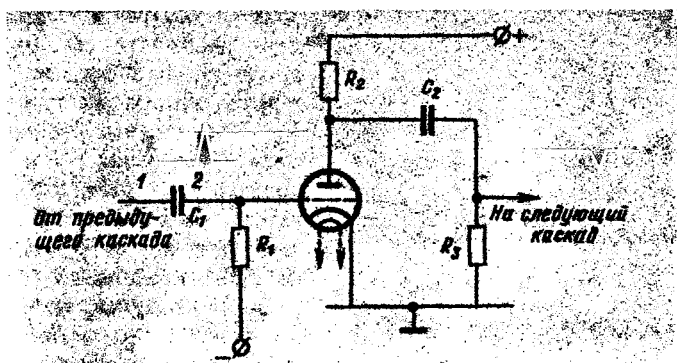


Рис. 26. Принципиальная схема простейшего дискриминатора

должно приходиться не более 100 импульсов. В противном случае приходится применять так называемые *пересчетные приборы*.

Основными элементами этих приборов являются *триггеры* — специальные электронные схемы, которые могут находиться в одном из двух состояний: либо через них идет ток, либо нет. Переброс триггера из одного состояния в другое осуществляется проходящим импульсом. Пусть вначале ток через триггер не шел (это состояние мы обозначим цифрой 0). Поступивший импульс перебросит триггер в другое состояние, что может быть отмечено загоранием лампочки с цифрой 1 на панели прибора. Следующий импульс вернет триггер в первоначальное состояние, но при этом он сам передаст сигнал на следующий триггер и на панели прибора загорится цифра 2. Соединяя определенным образом множество триггеров в одну схему, можно создавать приборы, способные сосчитать сколько угодно импульсов — миллион или даже больше. И, что очень важно, такие схемы отличаются очень высоким быстродействием — они способны считать по миллиону импульсов в секунду.

**Дискриминатор.** Если в ионизационную камеру или пропорциональный счетчик попадают частицы различных энергий, то, как уже отмечалось, возникающие электрические импульсы имеют, естественно, разные амплитуды. Для того чтобы определить относительное число частиц каждой энергии, необходимо иметь возможность порознь регистрировать импульсы различных амплитуд. Проще всего эту задачу можно решить с помощью нехитрого устройства, называемого *амплитудным дискриминатором*, т. е. "различителем". Работает он следующим образом (рис. 26).

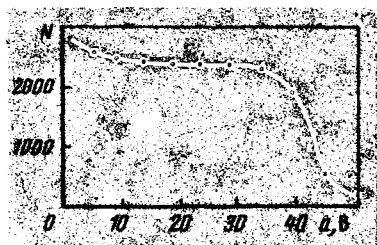


Рис. 27. Результаты типичного эксперимента, проведенного с помощью дискриминатора импульсов

На сетку радиолампы через резистор подается постоянное отрицательное относительно катода напряжение  $U_c$  — так называемое напряжение смещения. Это напряжение мешает электронам лететь к аноду, в результате чего ток через лампу не идет, т. е. лампа "закрывается". Когда на сетку лампы поступит положительный импульс, ее потенциал не-

сколько увеличится. Однако если амплитуда импульса  $I$  окажется меньше напряжения смещения, то потенциал сетки будет все время оставаться отрицательным, ток через лампу так и не пойдет, а напряжение на ее аноде изменяться не будет. Если же на сетку придет импульс 2 амплитудой, большей амплитуды смещения, то на время действия этого импульса лампа "откроется", т. е. через нее пойдет ток, в результате изменится напряжение на ее аноде. Это изменение напряжения будет передано дальше, и импульс окажется зарегистрированным. Таким образом, дискриминатор пропускает только импульсы амплитудой, превышающей напряжение смещения. Изменяя последнее, можно последовательно определить, сколько импульсов имеют амплитуды выше 5 В, выше 10 В и т. д. Полученные результаты можно изобразить графически, откладывая по оси абсцисс амплитуду импульсов  $a$ , а по оси ординат — число импульсов амплитудой выше  $a$ . По приведенному на рис. 27 графику видно, что число импульсов амплитудой выше 5 и 40 В почти одно и то же, тогда как импульсов амплитудой выше 45 В почти совсем нет. Отсюда следует, что в эксперименте, в котором получены приведенные результаты, почти все импульсы имели примерно одинаковые амплитуды, заключенные в интервале от 40 до 45 В.

**Одноканальный амплитудный анализатор.** Для того чтобы в предыдущем эксперименте точно определить число импульсов амплитудами от 40 до 45 В, необходимо из числа импульсов амплитудой выше 40 В вычесть число импульсов амплитудами выше 45 В. Одноканальный амплитудный анализатор позволяет найти число таких импульсов непосредственно, без каких бы то ни было расчетов. Этот прибор состоит как бы из двух дискриминаторов, из которых один настраивается на нижний предел интересующего нас интервала амплитуд импуль-

сов (в приведенном примере 40 В), а второй — на верхний предел (45 В). Если на такой прибор поступает импульс амплитудой ниже порога срабатывания первого дискриминатора, то он, конечно, через прибор не пройдет. Когда амплитуда импульса окажется в пределах от 40 до 45 В, то он пройдет через первый дискриминатор на выход из прибора и будет

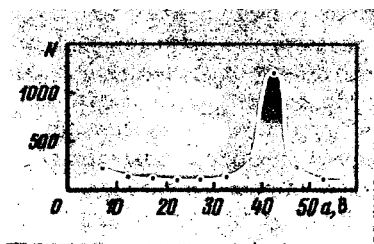


Рис. 28. Спектр импульсов, снятый одноканальным амплитудным анализатором для условий эксперимента, результаты которого приведены на рис. 27

зарегистрирован внешним счетным устройством. Если же амплитуда импульса окажется выше 45 В, то он пройдет и через второй дискриминатор, и тогда специальное устройство воспрепятствует выходу его из прибора. Таким образом, одноканальный амплитудный анализатор позволяет регистрировать импульсы только в пределах узкого интервала амплитуд, называемого обычно *каналом* (отсюда и произошло название всего прибора). Поворачивая соответствующие ручки на панели анализатора, можно изменять ширину канала и его положение. Постепенно сдвигая канал, можно последовательно измерить число импульсов в разных интервалах амплитуд: например, сначала от 0 до 5 В, потом от 5 до 10 В и так далее (при этом каждое измерение проводится в течение одного и того же интервала времени, скажем, 10 мин). Так можно проанализировать распределение всех приходящих импульсов по амплитудам. Это распределение (или, как его обычно называют, *спектр импульсов*) можно также изобразить графически. Спектр импульсов применительно к условиям предыдущего эксперимента приведен на рис. 28. Как видно, последний рисунок гораздо нагляднее предыдущего.

**Многоканальный амплитудный анализатор.** Наиболее существенный недостаток одноканального амплитудного анализатора — чрезвычайно нерациональное использование поступающих от детектора импульсов: большинство из них, с амплитудами меньше и больше границ установленного канала, прибором не регистрируется, и, следовательно, все эти импульсы пропадают зря. При этом, желая более детально изучить спектр импульсов, экспериментатор будет стремиться уменьшить ширину канала, но тогда ему придется сделать больше отдельных замеров и

потерять больше времени. Так, для того чтобы измерить спектр импульсов в интервале от 1 до 100 В при ширине канала 1 В, необходимо произвести 100 замеров, имея дело каждый раз, грубо говоря, лишь с сотой долей общего числа поступающих от детектора импульсов. От такого расточительства свободен другой прибор, называемый *многоканальным амплитудным анализатором* импульсов.

Этот прибор представляет собой как бы набор одноканальных анализаторов, настроенных каждый на свой канал и собранных в одном общем блоке. При этом один канал регистрирует импульсы амплитудами, например, от 1 до 2 В, второй — от 2 до 3 В и т. д. При работе с таким прибором потерь импульсов практически нет — каждый проходящий импульс регистрируется соответствующим каналом. Таким образом, для снятия спектра импульсов требуется только одно измерение; в результате время эксперимента сокращается в десятки или даже сотни раз и одновременно возрастает надежность получаемых результатов, так как весь спектр снимается в одних и тех же условиях, а за время многократных переключений одноканального анализатора что-то может измениться и спектр окажется искаженным.

Современные многоканальные анализаторы имеют сотни и даже тысячи каналов. Это сложные приборы с большим числом электронных ламп, полупроводниковых элементов и других деталей. Каждый зарегистрированный импульс "запоминается" особой системой (например, намагничиванием ферритового колечка), причем многие системы "памяти" сохраняют накопленную информацию даже при полном отключении прибора от сети. После окончания измерения данные выводятся из анализатора или в виде светящейся кривой на экране телевизионной трубки, или в виде таблицы цифр, отпечатанных на бумажной ленте автоматическим механизмом типа телеграфного аппарата, или в виде графика спектра импульсов, вычерченного на бумаге пером самопишущего прибора, или, наконец, в виде особого импульсного кода, передаваемого по проводам прямо на электронную вычислительную машину для дальнейшей обработки.

**Схема совпадений.** Прибор с двумя входами и одним выходом, регистрирующий только такие события, при которых на оба входа импульсы приходят строго одновременно, т. е. совпадают во времени, называется *схемой совпадений*. Если импульс приходит только на один из входов, то такое событие не регистрируется. Точность работы схем совпадений поистине уди-

вительна. Для некоторых из них импульсы, задержанные один относительно другого всего на  $10^{-10}$  с, уже не являются совпадающими! У некоторых схем совпадений имеется не два, а три и большее число входов. Такие системы регистрируют случаи, когда импульсы приходят одновременно на все входы или на заданное число входов (например, на любые два входа из трех). У схем совпадений есть две близкие родственницы.

*Схема антисовпадений* регистрирует только такие случаи, когда импульсы приходят порознь на ее входы, и не регистрирует случаи одновременного прихода импульсов на все входы, т. е. ее действие противоположно работе обычной схемы совпадений.

*Схема запаздывающих совпадений* регистрирует события, при которых второй импульс приходит через заданное время после первого. С помощью ручек управления можно изменять задержку и интервал времени, в пределах которого второй импульс может быть зарегистрирован. Таким образом, схема запаздывающих совпадений очень похожа на одноканальный амплитудный анализатор, только положение и ширина канала здесь выражаются не в вольтах, а в долях секунды. И недостатки у обеих систем одинаковы: для того чтобы с помощью схемы запаздывающих совпадений изучить распределение импульсов во времени, приходится производить десятки или сотни последовательных измерений с различными временами запаздывания.

**Многоканальный временной анализатор.** Этот прибор по отношению к схеме запаздывающих совпадений занимает примерно такое же место, как многоканальный амплитудный анализатор по отношению к одноканальному. Каждый канал временного анализатора регистрирует импульсы, пришедшие на его вход через определенное время после импульса, задающего начало отсчета. Число каналов в современных приборах данного типа достигает нескольких тысяч, а ширина каждого канала может составлять доли микросекунды. Вывод данных из временного анализатора осуществляется так же, как и из амплитудного, т. е. автоматически. Да иначе с подобными приборами и нельзя было бы работать. В самом деле, если бы число импульсов, зарегистрированных каждым каналом анализатора, отмечалось механическим счетчиком, то на списывание одного показания экспериментатор тратил бы около 5 с. А для того чтобы списать показания со всех каналов 16 000-канального анализатора, пришлось бы затратить около 22 ч напряженного труда! И сколько ошибок при этом можно сделать! Таким образом,



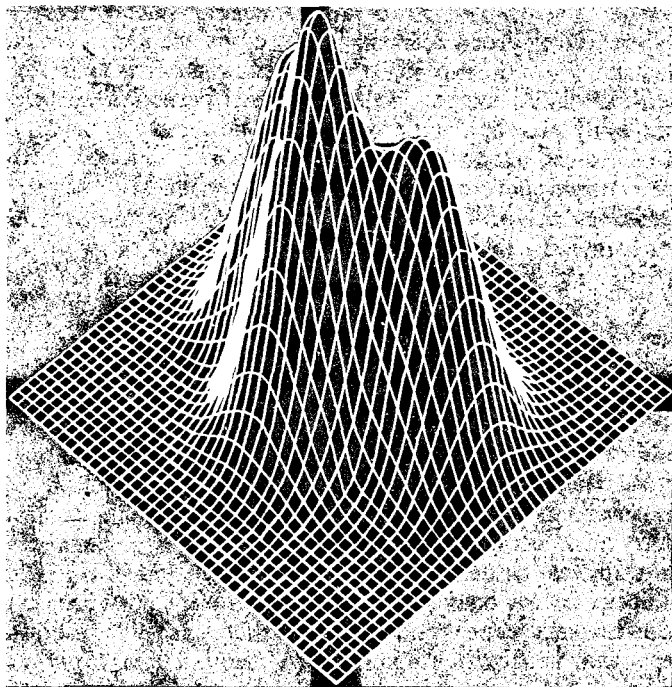


Рис. 29. "Трехмерное" изображение сложного спектра импульсов

автоматический вывод результатов — это не роскошь, а жизненная необходимость.

Особенно большое число каналов имеют так называемые *многомерные анализаторы*. Они позволяют, например, измерять распределения импульсов по времени и одновременно для каждого временного канала измерять распределение поступивших в него импульсов по амплитудам. Результаты такого эксперимента удобно представлять в виде трехмерного изображения: по оси  $x$  откладывать время поступления импульса  $t$ , по оси  $y$  — амплитуду импульса  $a$ , а по оси  $z$  — число зарегистрированных импульсов с данными  $t$  и  $a$ . Получающиеся картинки напоминают горные рельефы с пиками, хребтами, ущельями и равнинами. Существуют приборы, позволяющие получать такие картинки на телевизионном экране или с помощью самописца прямо на листе бумаги (рис. 29). Легко сообразить, что если мы хотим иметь по обеим осям  $x$  и  $y$  по 256 каналов, то общее число каналов  $u$  такого анализатора

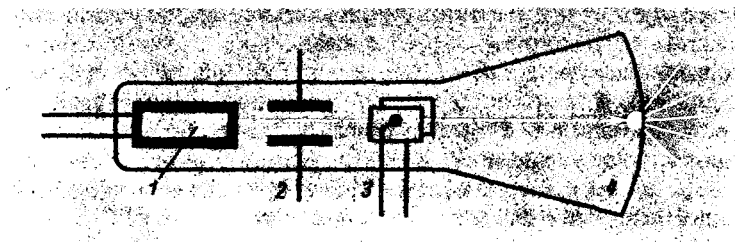


Рис. 30. Устройство электронно-лучевой трубки (пояснения в тексте)

должно быть  $256 \cdot 256 = 65\,536$ ; при этом каждый канал должен быть способен зарегистрировать несколько тысяч импульсов.

**Электронный осциллограф.** По виду этот прибор очень похож на обычный телевизор, только экран у него поменьше и ручек управления побольше. Основной его деталью является *электронно-лучевая трубка*, похожая на кинескоп телевизора (рис. 30). В задней части трубки находится электронная пушка 1, создающая тонкий пучок электронов. Этот пучок проходит через две пары отклоняющих пластин 2 и 3 и попадает на экран 4, где под его воздействием возникает светящаяся точка. Если на отклоняющиеся пластины трубки не поданы никакие сигналы, то точка стоит на одном месте на середине экрана. Если же начать изменять напряжение между отклоняющимися пластинами, то электроны в пучке будут смещаться, в результате чего светящаяся точка на экране придет в движение.

К вертикальным пластинам осциллографа 3 подключается обычно специальный генератор. С его помощью напряжение между пластинами сначала плавно увеличивается от  $-U$  до  $+U$ , затем резко уменьшается опять до  $-U$  и т. д. Пока напряжение плавно возрастает, светящаяся точка сдвигается от левого края экрана к правому, затем она резко перескакивает обратно в крайнее левое положение и аналогичным образом продолжает свое движение дальше в такт с изменениями напряжения между отклоняющимися пластинами трубки. При этом в каждое положение относительно левого края экрана светящаяся точка приходит через определенное время после начала движения. Пусть, например, напряжение от  $-U$  до  $+U$  увеличивается за 100 мкс. Это означает, что светящаяся точка пройдет весь экран слева направо тоже за 100 мкс. Если длина

всего пути точки по экрану равнялась 20 см, то, стало быть, каждый сантиметр точка проходит за 5 мкс. Другими словами, горизонтальную линию на экране трубки, вдоль которой движется конец электронного луча, можно проградуировать в единицах времени и она будет иметь значение оси времени. Поворачивая ручки управления, можно изменять режим работы генератора и тем самым изменять время прохождения экрана светящейся точкой в очень широких пределах.

К горизонтальным пластинам осциллографа подводится исследуемое напряжение, например сигнал с выхода импульсного усилителя. Под действием этого сигнала электронный луч смещается по вертикали, причем смещение в любой момент времени пропорционально самому сигналу. Нетрудно сообразить, что, участвуя в двух движениях, электронный луч прочертит на экране прибора кривую изменения напряжения сигнала во времени. Зная масштабы по горизонтали (в секундах) и по вертикали (в вольтах), можно непосредственно по наблюдаемой картине измерить длительность и амплитуду электрических импульсов, судить об их форме и проводить другие исследования быстропротекающих процессов.

Здесь было рассказано лишь об основных принципах построения электронных приборов для ядерно-физических исследований. Современные приборы — это сложнейшие устройства, гораздо более сложные, чем любой приемник или телевизор, а при проведении экспериментов приходится использовать, как правило, не один, а много таких приборов. Необходимо следить за ними, регулировать их, менять режимы, снимать показания и выполнять много других операций.

За последние годы физический эксперимент настолько усложнился, что большую часть этих функций теперь все чаще и чаще возлагают на электронную вычислительную машину (ЭВМ). Созданы системы, в которых ЭВМ не только обрабатывают поступающую от детекторов информацию, но и сами управляют ходом эксперимента и всеми экспериментальными устройствами, в том числе используемым в качестве источника излучения ускорителем или реактором. При этом к одной ЭВМ подключается обычно несколько экспериментальных устройств и работа на них идет одновременно. Такие сложные системы называют измерительными центрами или измерительно-вычислительными комплексами (ИВК).

В системе ИВК на рабочем месте экспериментатора стоят лишь стойка с набором нужных ему для данного эксперимента приборов и небольшой пульт с телевизионным экраном и кла-

виатурой. Последняя нужна для того, чтобы оператор мог вести "диалог" с ЭВМ: задавать ей режимы работы с экспериментальными устройствами, получать информацию об их состоянии, давать задания на обработку данных, запрашивать и получать результаты по ходу эксперимента и т. д. Машина дает оператору ответы в виде фраз, таблиц или графиков на телевизионном экране или выдает отпечатанную на бумаге таблицу с окончательными результатами вместе с их возможными погрешностями. Такую таблицу можно вырезать ножницами и вклеить прямо в научный отчет. Поэтому не так уже необычно выглядят описываемые в некоторых научно-фантастических рассказах ЭВМ, которые сами проводят эксперимент, сами печатают научную статью, помещают в нее фотографии и при этом даже не забывают выразить в конце благодарность руководителю за ценные советы и указания, а экспериментаторам остается лишь дважды в месяц приходить в кассу за зарплатой. Но это, конечно, только шутка. На самом деле экспериментаторам приходится очень много и напряженно работать, но работа у них настолько интересная, что они ничуть об этом не жалеют.

## Глава 6

### УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

#### ДЛЯ ЧЕГО НУЖНЫ УСКОРИТЕЛИ?

Как уже отмечалось, единственно возможный путь изучения внутренних свойств атомных ядер заключается в наблюдении того, как протекают столкновения с ядром различных элементарных и неэлементарных частиц. Резерфорд, впервые предложивший и осуществивший этот метод, наблюдая взаимодействия с атомами  $\alpha$ -частиц, открыл существование атомного ядра, определил его размер и заряд, а затем обнаружил первую ядерную реакцию. Однако вскоре выяснилось, что  $\alpha$ -частицы, возникающие при распаде естественных радиоактивных элементов, хороши только при обстреле самых легких ядер, так как их энергии не хватает для преодоления мощного отталкивающего электростатического поля ядер средней и большой массы. Для расщепления таких ядер

нужны  $\alpha$ -частицы энергией не меньше 20–50 МэВ, что гораздо больше самой высокой энергии частиц, возникающих при  $\alpha$ -распаде. К тому же интересно было посмотреть, что получится при обстреле ядер протонами и другими частицами, которые при радиоактивном распаде вообще не возникают. Поэтому для получения пучков частиц разных типов и энергий строят специальные весьма сложные и большие установки, называемые *ускорителями*.

В настоящее время известно несколько методов ускорения частиц и большое число типов ускорителей. Кратко познакомимся здесь лишь с некоторыми из них.

Прежде всего отметим, что в основе работы любого ускорителя лежит воздействие на заряд частицы внешнего электрического поля. Отсюда ясно, что нейтральные частицы — нейтроны, фотоны, нейтрино — ускорять нельзя. Любой ускоритель характеризуется типом ускоряемых частиц, энергией, которую им можно сообщить, и интенсивностью пучка. Последняя определяется обычно током пучка  $I$ , связанным с числом ускоряемых за 1 с частиц  $n$  и их зарядом  $q$  простым соотношением  $I = nq$ . Так, если в электронном ускорителе ток пучка равен 1 мкА, то число ускоряемых за 1 с электронов

$$n = 10^{-6} / (1,6 \cdot 10^{-19}) = 6,25 \cdot 10^{12}.$$

В состав любого ускорителя входят источник ускоряемых частиц (электронов или ионов), ускорительная камера и мишень, на которую направляются ускоренные частицы, а также системы питания ускорителя электроэнергией и вакуумные насосы для откачки воздуха из ускорительной камеры. Рассмотрим отдельные типы ускорителей.

#### УСТАНОВКИ ПРЯМОГО УСКОРЕНИЯ

Самая простая и впервые осуществленная идея ускорения заряженных частиц основана на широко известном факте: проходя разность потенциалов  $U$ , заряд  $q$  приобретает энергию  $E = qU$ . Таким образом, если создать между двумя точками достаточно высокую разность потенциалов и обеспечить возможность движения частиц от одной точки к другой, то они сами будут набирать энергию. При этом тип частиц не имеет никакого значения — только их электрический заряд определит конечную энергию. Так, про-

тон, пройдя между точками с разностью потенциалов  $10^6$  В, приобретет энергию 2 МэВ; такую же энергию приобретут в данном случае электрон, дейтрон (ядро тяжелого изотопа водорода дейтерия  $^2\text{H}$ ) и тритон (ядро сверхтяжелого изотопа водорода трития  $^3\text{H}$ ), поскольку заряды всех этих частиц равны элементарному заряду ( $q = e$ ), а ядра гелия, имеющие двойной заряд ( $q = 2e$ ), при тех же условиях получают энергию 2 МэВ.

Основная часть ускорителей данного типа — трубка из стекла или какого-нибудь другого изолирующего материала, служащая ускорительной камерой. С одной стороны трубы помещают источник ионов, с другой — мишень. В качестве источника ионов используют обычно электрическую дугу или высокочастотный электрический разряд в газе. Ускоряющее напряжение подключают между источником ионов и мишенью, причем последнюю обычно заземляют, чтобы с ней можно было спокойно работать.

Самый простой способ получения высокого ускоряющего напряжения основан на использовании повышающего трансформатора с последующим выпрямлением тока с помощью кенотронов (как в приемнике или телевизоре). Таким способом удастся получать напряжения порядка 50–200 кВ, так как для больших напряжений трансформаторы слишком громоздки и дороги. При этом установка на 200 кВ чуть больше рентгеновского аппарата и легко размещается в обычном помещении. Небольшое изменение схемы выпрямителя, предложенное в 1932 году Кокрофтом и Уолтоном, позволяет с тем же трансформатором получать напряжения до  $10^3$  кВ и даже несколько выше. Установки этого типа работают в настоящее время во многих лабораториях мира.

Другой способ получения высокого напряжения был предложен голландским физиком Ван-де-Граафом. Созданный им генератор состоит из большого металлического шара, установленного на вершине высокой изолирующей колонны. Внутри колонны между двумя быстро вращающимися валиками бежит бесконечная лента из прорезиненного материала. Нижний валик стоит на земле. Около него помещается металлическая гребенка, соединенная с высоковольтным источником тока. Создаваемые этим источником электрические заряды стекают с острий гребенки на ленту и переносятся ею к верхнему валику, находящемуся внутри металлического шара. Около верхнего валика стоит такая же гребенка. Заряды с ленты все время переходят на гребенку и с нее — на поверхность металлического шара и

накапливаются на нем. А так как потенциал любого тела пропорционален заряду:  $U = q/C$ , то по мере накопления зарядов потенциал шара будет возрастать.

Предельное напряжение как в трансформаторных схемах, так и в генераторах Ван-де-Граафа определяется электрической прочностью изоляторов и воздуха. Для того чтобы уменьшить возможность пробоя, высоковольтную часть генераторов поднимают высоко над землей, а всю установку помещают в просторном зале. Но несмотря на эти меры напряжение не удается, как правило, поднимать выше 1,5–2 МВ. Значительно лучшие результаты получили, когда весь высоковольтный генератор заключили в громадный стальной бак с азотом (можно использовать какой-нибудь другой электрически прочный газ) под давлением несколько атмосфер. Газ препятствует возникновению разрядов, поэтому в установках подобного типа удается получать напряжения до 30 МВ.

В установках прямого ускорения можно ускорять заряженные частицы любых типов. Ток пучка можно довести до нескольких сотен микроампер, что эквивалентно излучению нескольких десятков килограммов радия (при токе пучка 1 мкА ускоряется, как мы видели,  $6,25 \cdot 10^{12}$  частиц в 1 с, при токе 200 мкА —  $12,5 \cdot 10^{14}$  частиц в 1 с, а так как из 1 г радия в 1 с вылетает  $3,7 \cdot 10^{10}$  частиц, ток 200 мкА по числу частиц соответствует 33 800 г радия). Однако трудности работы с высоким напряжением и невозможность достижения более высоких энергий заставили начать поиски других методов ускорения, не требующих дальнейшего увеличения ускоряющего напряжения.

#### РЕЗОНАНСНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ИОНОВ

В 1925 году Изинг заметил, что ускорить частицу можно и относительно небольшим напряжением, если приложить его несколько раз. Так, заставив двухзарядную  $\alpha$ -частицу 100 раз пролететь между точками с разностью потенциалов 10 кВ, можно сообщить этой частице энергию  $2 \cdot 100 \cdot 10 = 2000$  кэВ, т. е. 2 МэВ.

Для того чтобы это осуществить, Изинг предложил ввести в ускорительную трубку несколько металлических полых цилиндров. Сначала источник напряжения следовало подклю-

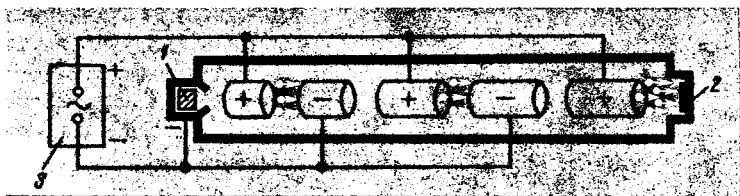


Рис. 31. Линейный резонансный ускоритель:

1 — источник ионов; 2 — мишень; 3 — высокочастотный генератор

чить между источником ионов и первым цилиндром, в результате летящие в направлении цилиндра ионы набирали бы максимально возможную энергию 20 кэВ. Если затем источник напряжения быстро переключить, соединив его отрицательный полюс со вторым цилиндром, а положительный — с первым, то в промежутке между этими цилиндрами ионы оказались бы опять в ускоряющем поле и приобрели бы еще 20 кэВ, и т. д. Но чтобы ионы все время ускорялись, необходимо было успевать переключать источник напряжения всякий раз при их подходе к очередному промежутку. Очевидно, что оператор не в состоянии проследить за движением ионов, а найти удовлетворительный способ автоматического переключения источника напряжения в такт прохождением ионов через промежутки между цилиндрами Изинг не смог.

Эту задачу решил в 1931 году американский физик Лоуренс. Используя идею Изинга, он построил ускоритель, в котором металлические цилиндры соединялись через один с полюсами высокочастотного генератора (рис. 31). При таком включении в любой момент времени электрическое поле имеет нужное для ускорения направление только в половине зазоров. Но если подобрать длину трубок-цилиндров и частоту генератора с таким расчетом, чтобы за время движения ионов внутри трубки электрическое поле успевало сменить знак, то начавшие ускоряться ионы в каждой щели будут попадать в поле нужного направления и постепенно набирать энергию. Созданная система получила название *линейного ускорителя*, а так как для его работы необходимо, чтобы частота электрических колебаний соответствовала движению частиц, или, другими словами, чтобы частицы двигались в резонанс с изменениями поля в зазорах между трубками, то к названию ускорителя добавляют еще слово *резонансный*.



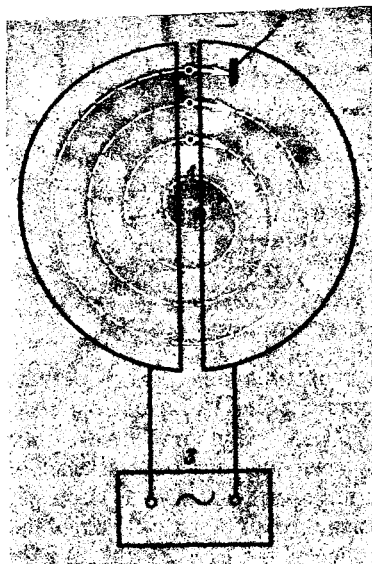


Рис. 32. Циклотрон (обозначения те же, что на рис. 31)

Резонансный линейный ускоритель получился довольно длинным, поэтому в дальнейшем Лоуренс решил свернуть его в спираль. А для того чтобы заставить частицы лететь по спирали, он поместил всю установку в магнитное поле. Так был создан *циклотрон* — один из наиболее распространенных в настоящее время резонансных ускорителей.

Циклотрон имеет только два ускоряющих электрода, форму которых можно представить, если нераскрытую плоскую консервную банку мысленно разрезать по диаметру и слегка раздвинуть получившиеся половинки (рис. 32). Эти электроды (обычно их называют дуан-

тами) помещают в вакуумную камеру, а потом все вместе вставляют в зазор между полюсами большого электромагнита. Затем дуанты подключают к высокочастотному генератору, а в середине камеры между ними включают новый источник (электрическую дугу).

Ускорение ионов в циклотроне происходит примерно так же, как и в линейном ускорителе. Ион ускоряется, пролетая щель в направлении от положительно заряженного дуанта к отрицательному. Пока ион внутри дуанта делает половину оборота, направление поля успевает измениться на противоположное и ион в щели получает новую порцию энергии. Чем больше становится энергия иона, тем труднее магнитному полю поворачивать его, поэтому по мере ускорения ионы летят по дугам окружностей все большего и большего радиуса, так что в целом их траектория напоминает развертывающуюся спираль. Энергия иона связана с радиусом его траектории простым соотношением. Когда-то мы уже пользовались формулой  $mv^2/r = eVB$ , выражающей равенство центробежной и центростремительной сил. Сокращая скорость, получаем выражение для количества

$$p = mv = erB,$$

откуда энергия частицы

$$E = p^2 / (2m) = e^2 r^2 B^2 / (2m).$$

Магнитное поле в циклотроне во всех точках примерно одно и то же, так что энергия иона пропорциональна квадрату его расстояния от центра. Ускорение заканчивается, когда ион долетает до края дуанта. Приобретаемую им максимальную энергию можно найти с помощью последнего соотношения, в которое в качестве  $r$  надо подставить радиус дуанта  $r_d$ .

Очень важной особенностью циклотрона является независимость времени оборота иона от его энергии. В самом деле, соотношение для количества движения частицы можно записать несколько иначе:

$$v/r = eB/m.$$

Стоящее слева отношение  $v/r$  выражает угловую частоту вращения частицы  $\omega$ , которая равна  $2\pi/T$ . Таким образом, период вращения частицы в циклотроне  $T$  выражается через постоянные величины  $e$ ,  $B$ ,  $m$ , а значит, он и сам постоянен. Именно благодаря этому обстоятельству циклотрон можно питать электрическим напряжением постоянной частоты. При этом летящие со все возрастающей скоростью ионы будут проходить щель между дуантами каждый раз в такие моменты, когда поле в ней направлено в нужную для ускорения сторону.

Казалось бы, в циклотроне можно получить ионы любой энергии, если только радиус камеры и напряженность магнитного поля в ней сделать достаточно большими. Однако на самом деле ускорить протоны до энергий выше 25–30 МэВ в циклотроне не удастся. Дело в том, что предсказанная теорией относительности зависимость массы частицы от скорости приводит при этих энергиях к заметному увеличению массы ускоряемых протонов, вследствие чего период их обращения в циклотроне увеличивается. Протоны начинают отставать от ускоряющего поля и, наконец, попадают в щель между дуантами настолько поздно, что электрическое поле в щели из ускоряющего становится замедляющим. Дальнейшее ускорение частиц при этом невозможно, несмотря на то что они еще не долетели до края дуантов. Таким образом, все усилия, связанные с соз-

данием большого магнита и сильного магнитного поля, оказываются бесполезными.

Выход из создавшегося положения указал советский физик В. И. Векслер. Для того чтобы частица не выходила из резонанса при уменьшении частоты ее вращения, В. И. Векслер предложил питать циклотрон напряжением не с постоянной, а с уменьшающейся частотой. В опубликованной в 1944 году работе он доказал, что при выполнении определенных условий частица как бы сама "следит" за электрическим полем, пролетая щель между дуантами каждый раз в подходящие моменты времени, или, как обычно говорят, в подходящей фазе. Этот принцип, названный впоследствии принципом *автофазировки*, позволил использовать до конца все возможности магнита. Циклотроны с переменной частотой ускоряющего поля стали называть *фазотронами*, или *синхроциклотронами*. Один из таких ускорителей, построенный в СССР в Дубне, позволяет ускорять протоны до энергии около 700 МэВ. Диаметр полюсов магнита этого ускорителя равен 6 м, а его масса — 7000 т.

Можно было бы построить фазотрон и на еще большую энергию, но с увеличением размеров ускорительной камеры масса магнита и стоимость установки возрастают примерно пропорционально радиусу в кубе, т. е. при увеличении радиуса, например, в 2 раза стоимость возрастает в 8 раз. При этом нужную нам большую энергию частицы набирают только на самом краю магнита, а вся его середина используется только для подготовки основного цикла ускорения. Поэтому ускорители на энергии протонов выше 1000 МэВ строят уже не со сплошными, а с кольцевыми магнитами. Называются такие ускорители *синхрофазотронами*, или *протонными синхротронами*.

Ускорительная камера синхрофазотрона напоминает гигантскую баранку, вставленную в зазор кольцевого электромагнита. В нескольких местах магнит имеет разрывы, в которых находятся ионный источник, ускоряющие электроды и мишень. Для того чтобы можно было представить себе размеры подобных установок, достаточно познакомиться с характеристиками некоторых из них. Синхрофазотрон в Дубне, ускоряющий протоны до энергии 10 000 МэВ (10 ГэВ), имеет радиус кольцевой камеры 28 м и массу магнита 36 000 т. В нем за один оборот частица набирает энергию всего около 2 кэВ, так что за все время ускорения протон совершает около 4,5 миллиона оборотов и проходит путь, в два с лишним раза превышающий расстояние от Земли до Луны. Другой советский синхрофазотрон ускоряет протоны до энергии 7 ГэВ и имеет

радиус кольцевой камеры 40 м, причем использование нового принципа конструкции позволило уменьшить массу магнита в десять с лишним раз — до 2500 т. Еще один подобный ускоритель построен в нашей стране недалеко от Серпухова. На глубине 6 м под землей в кольцевом туннеле установлено 1200 магнитов, между полюсами которых расположена ускорительная камера. Этот гигант характеризуется следующими параметрами: радиус кольцевой ускорительной камеры — около 236 м, а масса каждого магнита 200 т. 14 октября 1967 года на серпуховском синхрофазотроне были впервые получены протоны энергией 76 ГэВ. Тогда это был самый крупный ускоритель в мире. В последующие годы в разных странах были созданы подобные ускорители на еще большие энергии. Так, в Батавии (США) построен протонный синхротрон, ускоряющий протоны до энергии 400 ГэВ. Один из самых крупных ускорителей этого типа сооружается в настоящее время в СССР около Серпухова. На нем протоны будут ускоряться до громадной энергии 3000 ГэВ (или 3 ТэВ;  $1 \text{ ТэВ} = 10^{12} \text{ эВ}$ ). Гигантское кольцо этого ускорителя будет иметь длину около 20 км, но и при такой длине окружности для удержания на ней протонов энергией 3 ТэВ требуется колоссальное магнитное поле индукцией около 5 Тл ( $1 \text{ Тл} = 10000 \text{ Гс}$ ). Обычными стальными магнитами обеспечить такое поле нельзя, поэтому специально для данного ускорителя были разработаны магниты со сверхпроводящими обмотками, для которых по всему двадцатикилометровому кольцу придется подавать жидкий гелий.

Отсюда видно, что повышение энергии ускоряемых частиц обходится очень дорого. Опыт показывает, что стоимость ускорителя возрастает примерно пропорционально квадрату энергии ускоряемых частиц, так что сооружение современного протонного синхротрона обходится в миллионы рублей. И тем не менее в различных странах мира строятся ускорители на все большие и большие энергии.

Зачем физикам нужны частицы, ускоренные до столь больших энергий? Одной из интереснейших задач является получение и исследование новых частиц. Дело в том, что при столкновении двух частиц (например, протонов) часть кинетической энергии налетающей частицы  $\Delta E$  может пойти в соответствии с упоминавшимся ранее соотношением теории относительности  $\Delta E = \Delta mc^2$  на образование каких-то новых частиц массой  $\Delta m$ . Чем выше энергия налетающей частицы, тем более тяжелые вторичные частицы смогут родиться. Так, при энергии протонов 290 МэВ начинают рождаться  $\pi$ -мезоны, при энергии около

5,6 ГэВ — пары протонов и антипротонов\*, а при еще больших энергиях — короткоживущие гипероны и другие частицы с очень интересными и необычными свойствами. Но при этом далеко не вся энергия первичной частицы может пойти на создание новых частиц. Ведь кроме энергии во всех случаях должно сохраняться и количество движения частиц. Поэтому количество движения налетающей частицы должно перейти в количество движения всех вторичных частиц, которые, таким образом, обязательно будут двигаться с большими скоростями и, стало быть, унесут значительную долю энергии первичной частицы. К чему это приводит, видно на примере рождения протон-антипротонной пары. Масса протона в энергетических единицах равна примерно 0,938 ГэВ, поэтому на рождение такой пары требуется энергия около 1,9 ГэВ, но практически, как отмечалось выше, рождение протон-антипротонных пар наблюдается лишь при энергиях налетающих протонов начиная с 5,6 ГэВ, потому что 3,7 ГэВ при этом сохраняется в виде кинетической энергии разлетающихся частиц. Таким образом, большая часть полученной ценой значительных усилий и затрат энергии ускоренной частицы пропадает зря.

Но физики и здесь нашли выход из трудного положения. Было замечено, что если летящая частица сталкивается не с покоящейся, а с летящей ей навстречу такой же частицей, имеющей такую же скорость, то суммарное количество движения этой системы из двух частиц равно нулю. Значит, после столкновения и первичные, и вновь родившиеся частицы вовсе не обязаны разлетаться с большими скоростями, и, стало быть, вся энергия сталкивающихся частиц (а не ее часть) может пойти на образование новых частиц. В рассмотренном выше примере для образования протон-антипротонной пары нужны два летящих навстречу друг другу протона, причем энергия каждого из них может быть равна всего 1 ГэВ. Для практической реализации

---

\* У многих элементарных частиц есть "двойники" — частицы такой же массы, но противоположного по знаку электрического заряда. Такие двойники называют *античастицами*. Так, позитрон является античастицей по отношению к электрону,  $\mu^+$  — по отношению к  $\mu^-$  и т. д. Оказалось, что есть античастицы и у некоторых нейтральных частиц, в том числе у нейтрино  $\nu$  (антинейтрино  $\bar{\nu}$ ) и нейтрона  $n$  (антинейтрон  $\bar{n}$ ). В дальнейшем выяснилось, что нейтрино имеют три разновидности: электронное нейтрино  $\nu_e$ , мюонное нейтрино  $\nu_\mu$ , тау-лептонное нейтрино  $\nu_\tau$  и соответственно их античастицы  $\bar{\nu}_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\tau$ . Подробнее о частицах и античастицах см. в книге Э. И. Дубового "Таинственный мир элементарных частиц" (М.: Атомиздат, 1979).

этого способа необходимо создать два встречных пучка ускоренных частиц. И такие пучки были созданы. Главная трудность здесь связана с очень маленькой вероятностью встречи двух летящих навстречу друг другу частиц: ведь и без расчетов ясно, что плотность частиц в пучке ускорителя гораздо меньше плотности ядер в твердой или даже газообразной мишени. Действительно, случаи столкновения частиц во встречных пучках наблюдаются относительно редко, зато они дают информацию о событиях, для наблюдения которых обычными методами понадобились бы ускорители на значительно более высокие энергии.

На практике встречные пучки получают обычно следующим образом. Ускоренные частицы запускаются в расположенную рядом с ускорителем специальную систему, тоже представляющую собой гигантскую баранку, но в ней частицы уже не ускоряются, а только сохраняются, непрерывно совершая оборот за оборотом (правда, и здесь приходится компенсировать потери энергии частиц на излучение и на столкновения с атомами оставшихся газов — ведь вакуум в камере никогда не может быть идеальным, — но эта "подкачка" энергии относительно невелика). В такую баранку можно запускать много порций частиц одну за другой, накапливая таким образом частицы на круговой орбите. Такие установки принято называть *накопительными кольцами*. Когда кольцо полностью заполнено, частицы от ускорителя начинают накапливать во втором таком же кольце, а затем "одним махом" все накопленные в обоих кольцах частицы бросают навстречу друг другу. В накопительных кольцах можно накапливать и античастицы, например антипротоны или позитроны, а потом также использовать их в исследованиях методом встречных пучков. Такие комбинированные установки, состоящие из накопительных колец и систем, обеспечивающих столкновение частиц во встречных пучках, называют *коллайдерами* (от английского слова collide — сталкиваться). Сравнительно недавно на коллайдере при протонном синхротроне в ЦЕРНе был осуществлен режим столкновений протон-антипротонных пучков, при котором энергия, выделившаяся в момент столкновения частиц, составила 540 ГэВ. Для того чтобы такая же энергия выделилась при столкновении летящего протона с покоящимся, потребовался бы ускоритель на энергию 154 000 ГэВ! И в первых же экспериментах при этих энергиях, выполненных в 1983 году, были сделаны фундаментальные открытия: обнаружены так называемые промежуточные векторные бозоны  $Z^0$  и  $W^\pm$ , давно предсказанные теоретиками на основе объединенной теории элект-

ромагнитного и слабого взаимодействий. При этом даже подтвердились предсказанные массы этих частиц:

	$W^{\pm}$	$Z^0$
Масса, предсказанная теоретиками, ГэВ	80	90
Экспериментально измеренная масса, ГэВ. . . . .	$81 \pm 5$	92

Это очень необычные частицы. Несмотря на то что они почти в 100 раз тяжелее протона (напомним, что масса протона в энергетических единицах равна 0,938 ГэВ), распадаются они на самые легкие частицы — электроны и нейтрино:

$$Z^0 \rightarrow e^- + e^+; W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e; W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e.$$

Для обнаружения промежуточных бозонов потребовалось создать гигантскую установку, главной частью которой был магнит массой 2000 т, создающий в объеме  $7 \times 3,5 \times 3,5$  м однородное магнитное поле индукцией 0,7 Тл. Вероятность образования  $W^{\pm}$ -бозонов при столкновении протонов с антипротонами очень мала, поэтому для того чтобы обнаружить всего несколько бозонов, пришлось зарегистрировать около  $10^9$  протон-антипротонных столкновений. Принципиальная важность обнаружения векторных бозонов состоит в том, что оно подтверждает объединенную теорию электрослабых взаимодействий и укрепляет надежду физиков на то, что со временем удастся создать единую теорию всех существующих в природе взаимодействий.

В СССР тоже давно действуют установки со встречными пучками, в том числе со встречными пучками электронов и позитронов, а на строящемся серпуховском гиганте предусмотрено в дальнейшем сооружение второго кольца для ускорения антипротонов до той же энергии 3 ТэВ. Что будет происходить при столкновениях протонов и антипротонов таких энергий, сейчас даже трудно себе представить.

В больших ускорителях высокие энергии завоевываются, как правило, ценой уменьшения числа ускоряемых частиц. Например, в действующем серпуховском протонном синхротроне ускоряется  $5 \cdot 10^{12}$  протонов за цикл, что при интервале между циклами около 8 с соответствует среднему току пучка всего лишь около 0,1 мкА. Но, как уже говорилось, многие события, происходящие при столкновениях быстрых частиц, относятся к классу чрезвычайно редких явлений, так что иногда одно интересное событие приходится на несколько тысяч "пустых" снимков в пузырьковой камере. А ведь физикам важно

не только зарегистрировать новую частицу, но и изучить ее свойства, характер ее взаимодействия с ядрами атомов вещества, для чего необходимо получать много таких частиц. Поэтому параллельно с битвой за повышение энергии идет не менее ожесточенное сражение за увеличение интенсивности пучков ускоряемых частиц. И здесь тоже достигнуты немалые успехи. В Лос-Аламосе (США) построен линейный ускоритель протонов на энергию 800 МэВ с током пучка до 1200 мкА. Такой ускоритель является мощным источником вторичных частиц — мезонов, поэтому его называли мезонной фабрикой. Аналогичная мезонная фабрика строится и в СССР. Сильноточные ускорители могут быть весьма полезны не только для научных исследований, но и для прикладных целей. В частности, их можно использовать для наработки плутония — чрезвычайно ценного для ядерной энергетики продукта. В США специально для этого разработан проект линейного ускорителя на энергию 1,5 ГэВ с током пучка 300 мА, на котором можно будет получать до 2 т плутония в год.

## УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ

Первым ускорителем электронов была рентгеновская трубка, а еще раньше — трубка Крукса. Потом электроны стали ускорять на установках типа генератора Ван-де-Граафа, но, как уже отмечалось, получить таким способом энергии выше нескольких мегаэлектрон-вольт не удавалось. Циклотрон для ускорения электронов вообще не годится, так как их масса начинает заметно возрастать уже при энергиях порядка нескольких десятков килоэлектрон-вольт. Поэтому для ускорения электронов до больших энергий пришлось разработать особые типы ускорителей. Первый из них был построен в 1940 году американским физиком Керстом и назван *бетатроном*.

Работа бетатрона основана на законе электромагнитной индукции. Если виток проволоки поместить в изменяющееся магнитное поле, то в нем возникает электрический ток. Но электрический ток — это движение зарядов, точнее, электронов. Поскольку электроны пришли в движение, значит, на них начала действовать какая-то сила, а силу, действующую на заряд  $e$ , всегда можно выразить через напряженность электрического поля  $E$ :

$$F = eE.$$



Таким образом, появление в витке проволоки электрического тока говорит о том, что при изменении магнитного поля возникает электрическое поле, причем направления этих полей взаимно перпендикулярны.

Теперь заменим виток проволоки кольцевой вакуумной трубкой. Если такое кольцо поместить в нарастающее магнитное поле, то в нем, естественно, тоже возникнет электрическое поле. И если теперь в трубку впустить электроны, то под действием этого поля они начнут ускоряться, а магнитное поле будет их закручивать, заставляя лететь по круговой траектории. По мере ускорения электронов возрастает их энергия, но одновременно увеличивается и напряженность магнитного поля. Оказалось, что можно создать такие условия, при которых эти два фактора все время находятся в равновесии, в результате электроны летят по одной и той же окружности во время всего цикла ускорения. Именно так и работает бетатрон.

Отметим, что в бетатроне нет ускоряющих электродов и для его работы не нужно специально создавать ускоряющие напряжения. Единственно, что требуется, это переменное магнитное поле, которое одновременно и закручивает частицы, и ускоряет их.

Первый бетатрон Керста по размерам напоминал обычный радиоприемник, размещался на лабораторном столе и ускорял электроны до 2 МэВ. Современные ускорители этого типа позволяют получать электроны энергией до 100 МэВ. При дальнейшем увеличении энергии бетатрон становится невыгодным, так как в нем основная часть магнитного поля сосредоточена внутри кольца и не используется для заворачивания частиц, а поле в области орбиты относительно невелико. Однако при энергиях больше 10 МэВ скорость электронов уже очень близка к скорости света. Поэтому сколько бы дальше ни увеличивалась энергия электронов, их скорость практически не меняется, а стало быть, не меняется и частота их вращения в ускорителе. Последнее обстоятельство позволяет для дальнейшего ускорения использовать обычный резонансный режим с переменным ускоряющим полем постоянной частоты. Созданный на этом принципе комбинированный ускоритель электронов получил название *синхротрон*. На современных синхротронах электроны ускоряются до энергий порядка нескольких сотен мегаэлектрон-вольт.

Другой резонансный ускоритель электронов называют *микротрон*, поскольку в нем частицы ускоряются сверхвысоко-частотным полем микроволнового диапазона длиной волны

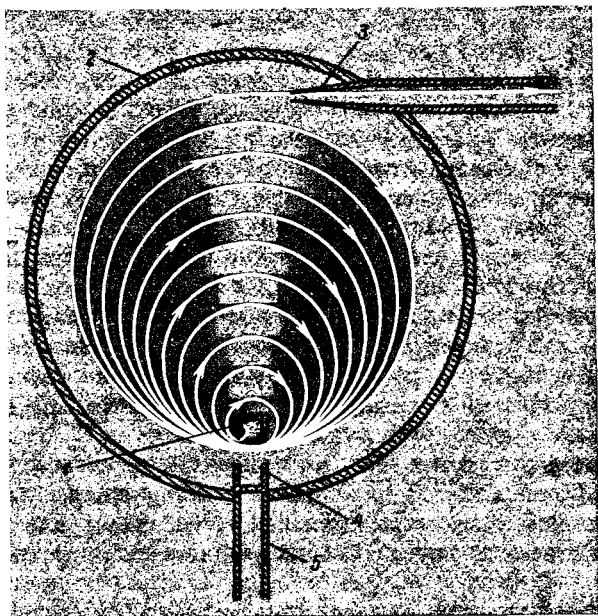


Рис. 33. Микротрон:

1 — источник электронов (катод); 2 — камера ускорителя; 3 — выводной магнитный канал; 4 — резонатор; 5 — волновод, соединяющий высокочастотный генератор с резонатором

в несколько сантиметров. Принцип устройства микротрона очень прост. Между круглыми полюсами магнита, создающего однородное и постоянное во времени магнитное поле, расположена ускорительная вакуумная камера (в этой части микротрон очень похож на рассмотренный ранее циклотрон, поэтому его иногда называют электронным циклотроном). У самого края ускорительной камеры устанавливают полый резонатор (рис. 33), в котором с помощью специального генератора возбуждаются электрические колебания сверхвысокой частоты. На стенке резонатора находится подогреваемый электрическим током катод. Испускаемые катодом электроны подхватываются электрическим полем, ускоряются до энергии около 1 МэВ и через небольшое отверстие выходят из резонатора в ускорительную камеру. Далее, двигаясь по инерции, они под действием магнитного поля описывают круг и через другое отверстие снова попадают в резонатор. Получив новую порцию энергии, электроны после резонатора опять летят по окружности, но

уже большего радиуса. Можно так подобрать частоту электрических колебаний, их амплитуду и напряженность магнитного поля, чтобы каждый раз, попадая в резонатор, электроны встречали поле нужного направления и ускорялись до тех пор, пока не дойдут до края камеры, после чего их можно вывести из ускорителя и направить на мишень. В настоящее время в Советском Союзе и в некоторых других странах действует много микротронов, ускоряющих электроны до энергии 15–30 МэВ.

Для ускорения электронов можно использовать и линейные резонансные ускорители; с их помощью можно получить даже более интенсивные пучки электронов и притом с большей энергией, чем на ускорителях других типов. Уже сейчас на линейных ускорителях электронов достигнута энергия несколько гигаэлектрон-вольт и проектируются установки на еще большие энергии.

В настоящее время ускорители электронов помимо научных исследований широко применяются в технике для облучения и просвечивания массивных деталей, в медицине для лечения злокачественных опухолей, а также для многих других целей.

## ЧЕМ ХОРОШИ УСКОРИТЕЛИ?

Мы кратко познакомились с основными типами современных ускорителей, начиная от малюток, помещающихся на обыкновенном столе, и кончая гигантами, требующими для своего размещения громадных площадей, специальных сооружений и т. д. Но стоит ли тратить громадные средства для их создания? Давайте отметим их основные преимущества по сравнению с естественными источниками излучения.

1. В ускорителях можно ускорять любые заряженные частицы, тогда как при радиоактивном распаде получаются только электроны, позитроны и  $\alpha$ -частицы. Правда, в качестве сопутствующего излучения при радиоактивном распаде возникают еще и  $\gamma$ -кванты, а при спонтанном делении — нейтроны, однако с помощью ускорителей, используя различные вторичные процессы в мишенях, можно легко получать и эти частицы, а также античастицы, мезоны, гипероны и другие, которые с помощью радиоактивных источников получить вообще невозможно.

2. Ускорители позволяют получить частицы энергией до сотен гигаэлектрон-вольт, тогда как диапазон энергий частиц,

возникающих при радиоактивном распаде, весьма ограничен. Здесь, однако, следует отметить, что в приходящих к нам из глубин Вселенной космических лучах встречаются частицы энергией до  $10^{18} - 10^{19}$  эВ, что намного превышает максимальную энергию, полученную в современных ускорителях:  $4 \cdot 10^{11}$  эВ. Но ускорительная техника очень быстро развивается: за последние 40 лет энергия ускоряемых частиц возросла более чем в 100 тысяч раз. Успешный прогресс в этой области позволяет надеяться, что в недалеком будущем удастся получить частицы еще больших энергий, чем сейчас.

3. Интенсивность излучения ускорителей намного превышает интенсивность обычных радиоактивных препаратов. Мы видели, что при токе в пучке 200 мкА на мишень попадает  $12,5 \cdot 10^{14}$  частиц в 1 с — это по числу частиц эквивалентно излучению почти 34 кг радия. В то же время на всей Земле количество добытого радия измеряется несколькими килограммами. Высокая интенсивность излучения ускорителей сокращает время эксперимента и позволяет изучать многие редкие явления, которые в других условиях практически не наблюдались.

4. Ускоритель гораздо удобнее в работе. Энергию частиц и интенсивность пучка легко регулировать, тогда как излучение радиоактивного вещества не поддается никаким внешним воздействиям. Ускоритель может работать круглосуточно в постоянном режиме, в то время как многие радиоактивные вещества быстро распадаются. Если ускоритель выключить, то излучение от него прекращается, что очень удобно при осмотре, ремонте, подготовке новых экспериментов. Радиоактивный же препарат является постоянным источником излучения, и его нельзя "выключить", поэтому от излучения препарата приходится защищаться не только при работе с ним, но и при хранении и перевозках.

5. Наконец, несмотря на громадные по сравнению с источниками размеры и сложное устройство ускорители дешевле многих радиоактивных препаратов, если сравнивать их по стоимости получения одной частицы.

Благодаря всем этим достоинствам ускорители заряженных частиц получили весьма широкое распространение. Они применяются не только для физических исследований, но и в промышленности — для просвечивания тяжелых металлических деталей, проведения активационного анализа, для целей геолого-разведки (в этом случае миниатюрный ускоритель вместе с регистрирующими приборами опускается прямо в скважину), а также в биологии, медицине и во многих других областях.

## ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР

КАК БЫЛО ОТКРЫТО  
ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

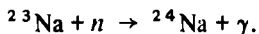
Ядерные реакторы, которые сейчас широко используются как для научных исследований, так и для получения ядерной энергии, были созданы на основе результатов целой серии важных научных открытий.

В 1932 году один из учеников Резерфорда Чедвик обнаружил, что при облучении бериллия  $\alpha$ -частицами образуются неизвестные ранее нейтральные частицы, которые были названы нейтронами. Как уже отмечалось, нейтроны наряду с протонами являются теми "кирпичиками", из которых состоят ядра всех элементов.

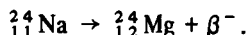
Но не только этим интересен нейтрон. Отсутствие электрического заряда позволяет ему беспрепятственно проникать в любые ядра и расщеплять их, тогда как заряженные частицы из-за электростатического отталкивания попадают в ядра лишь в виде редкого исключения. Поэтому нейтрон — весьма удобный "снаряд" для обстрела ядер, и сразу же после открытия Чедвика нейтронами стали заниматься многие ученые в разных странах мира. Интенсивное изучение свойств нейтронов привело к новым важным открытиям.

Итальянский физик Ферми обнаружил, что при замедлении нейтронов в результате прохождения ими слоя воды или парафина их способность вызывать ядерные превращения не уменьшается, как у заряженных частиц, а наоборот, увеличивается во много раз. Сам Ферми объяснил этот факт тем, что нейтральной частице вовсе не нужна большая энергия для попадания в ядро. Напротив, чем меньше энергия частицы, а следовательно, и ее скорость, тем больше времени она будет находиться вблизи ядра и поэтому тем больше будет вероятность ее захвата.

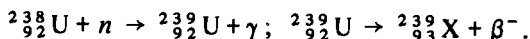
Примерно в то же время было установлено, что во многих случаях захват нейтрона приводит к появлению искусственной радиоактивности. Так, при попадании нейтрона в ядро натрия происходит реакция



Образующиеся при этом ядра изотопа натрия  $^{24}_{11}\text{Na}$  нестабильны и, прожив в среднем несколько часов, распадаются с испусканием электрона, превращаясь в атомы другого элемента — магния:



Таким образом, в результате облучения нейтронами обычная поваренная соль превращается в радиоактивное вещество. Аналогичная картина наблюдается и при облучении нейтронами других элементов. При этом следует подчеркнуть, что почти во всех случаях образующийся после  $\beta$ -распада элемент имеет порядковый номер на единицу больше исходного. Последнее обстоятельство натолкнуло некоторых физиков на мысль: нельзя ли использовать нейтроны для получения более тяжелых элементов, чем последний из известных в природе элементов — уран. Ведь по аналогии с предыдущим должен существовать двустадийный процесс:



Поисками неизвестного 93-го элемента X занялись, в частности, немецкие ученые Ган и Штрассман. Каково же было их удивление, когда при облучении нейтронами урана они обнаружили появление не одного, а нескольких радиоактивных веществ. Проведя со своими образцами много химических реакций и отмечая всякий раз, как ведет себя радиоактивное вещество (остается в растворе или выпадает в осадок), Ган и Штрассман установили еще более удивительный факт: по химическим свойствам радиоактивные продукты облученного урана ничем не отличаются от давным-давно известных элементов, стоящих в середине периодической системы, например таких, как барий и стронций. Твердо установив этот факт, Ган и Штрассман совместно с Майтнер пришли к выводу, что при попадании нейтрона в ядро урана происходит ядерная реакция особого типа: ядро делится на два примерно одинаковых по массе осколка, в результате чего из одного ядра урана образуются два ядра более легких элементов. Так, в 1939 году почти "случайно" было открыто деление ядер урана — процесс, которому в дальнейшем было суждено оказать существенное влияние на науку, экономику, военное дело и политику всего мира.

”Дедушка ядерной физики” Резерфорд, сделавший ряд весьма важных открытий в области микромира, до конца жизни не верил в возможность практического использования ядерной энергии. Для этого у него были весьма серьезные основания. Чтобы вызвать ядерную реакцию с помощью заряженной частицы, последней необходимо сообщить энергию, достаточную для преодоления отталкивающего поля ядра. И если даже при реакции выделится гораздо большая энергия, чем энергия, затраченная на ускорение первой частицы, все равно общий энергетический баланс оказывается отрицательным: подавляющее число первичных частиц ”пропадает зря”, а на их ускорение тоже затрачивалась энергия. Нейтроны полностью используются, но их сначала надо получить, а получают они опять-таки в реакциях с заряженными частицами. Короче говоря, во всех случаях, с которыми имели дело физики до конца 30-х годов, затраты энергии на те или иные ядерные процессы были неизмеримо больше той энергии, которая выделялась при этих процессах. Этим объяснялся пессимизм Резерфорда и многих других ученых того времени.

Первые же исследования реакции деления показали, что она отличается от других ядерных реакций не только своим механизмом. Прежде всего, как показали специальные опыты, из трех известных в то время изотопов урана  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  под действием не очень быстрых нейтронов делится только один —  $^{235}\text{U}$ . Далее оказалось, что при делении одного ядра  $^{235}\text{U}$  выделяется гораздо больше энергии, чем в других ядерных процессах, — примерно 200 МэВ. В основном она выделяется в виде кинетической энергии разлетающихся осколков и их последующего распада. Советские физики Г. Н. Флеров и К. А. Петржак в 1940 году обнаружили, что ядра урана делятся не только под действием нейтронов, но и самопроизвольно (спонтанно), но процесс этот протекает очень медленно, гораздо медленнее, чем обычный  $\alpha$ -распад урана. Жолио-Кюри установил, что кроме осколков при делении урана образуется несколько нейтронов.

После открытия Жолио-Кюри физикам стало ясно, что в принципе можно получить самоподдерживающуюся цепную реакцию деления. В самом деле, в результате затраты на деление одного ядра урана одного-единственного нейтрона возникает несколько новых нейтронов; эти нейтроны смогут разделить уже не одно, а несколько соседних ядер урана, причем в каждом случае деле-

ния появится опять несколько нейтронов и т. д. Таким образом, процесс деления будет лавинообразно развиваться, пока не разделятся все ядра урана. Одновременно выделилось бы громадное количество энергии при относительно ничтожных первоначальных затратах. Точнее говоря, и на получение первого нейтрона не пришлось бы затрачивать энергию, так как при спонтанном делении тоже возникают вторичные нейтроны. Таким образом, в любом куске урана постоянно появляются нейтроны и остается только создать условия, при которых могла бы начаться и развиваться цепная реакция деления.

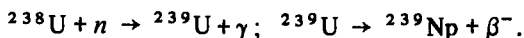
Выяснить, какими должны быть эти условия, удалось одному из величайших физиков XX века Ферми. Выше отмечалось, что под действием нейтронов делится только один изотоп урана  $^{235}\text{U}$ , второй изотоп  $^{238}\text{U}$  лишь захватывает нейтроны, выводя их из игры. Поэтому  $^{238}\text{U}$ , содержащийся в естественном уране в количестве 99,28%, является "вредной примесью" к полезному изотопу  $^{235}\text{U}$ , на долю которого приходится только 0,72% (содержание третьего изотопа  $^{234}\text{U}$  настолько мало, что его обычно не учитывают). В чистом природном уране почти все нейтроны попадают в ядра  $^{238}\text{U}$ , случаи деления происходят очень редко, и поэтому цепная реакция в таких условиях невозможна.

Однако, как выяснил Ферми, если нейтроны замедлить, то их способность вызывать деление ядер  $^{235}\text{U}$  резко возрастет, тогда как вероятность захвата медленных нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$  остается относительно небольшой. Поэтому если поместить небольшие блоки урана в вещество, способное эффективно замедлять нейтроны (обычно в качестве такого вещества используется графит), то цепная реакция может начаться и в естественном уране.

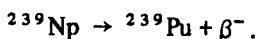
Но создание систем из смеси делящегося вещества и замедлителя — это только один из возможных путей осуществления цепной реакции деления. Другой путь основан на создании систем из чистого делящегося изотопа урана, в котором содержание ненужного изотопа  $^{238}\text{U}$  было бы сведено к минимуму. Главная трудность этого направления связана с разделением изотопов урана: химические методы тут не годятся, а физические методы, основанные на небольшой разнице масс ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ , весьма малопродуктивны и требуют больших затрат средств, времени и энергии. И все же разделение изотопов урана производят, но параллельно идут еще одним, третьим путем.



При захвате нейтрона ядром  $^{238}\text{U}$  образуется тот самый 93-й элемент, который когда-то искали Ган и Штрассман. Процесс образования этого элемента, названного нептунием, идет, как и предполагалось, следующим образом:



Затем нептуний, испуская еще один электрон, превращается в следующий, 94-й, элемент — плутоний:



И вот оказалось, что Pu является столь же хорошим ядерным топливом, как и  $^{235}\text{U}$ . А выделить его из массы облученного нейтронами урана не так уж трудно: ведь это другой химический элемент, и, стало быть, можно воспользоваться для этого обычными методами химического разделения. Как видно, вредный с точки зрения развития цепной реакции деления изотоп  $^{238}\text{U}$  не так-то уж плох!

В декабре 1942 года Ферми, работавший в то время в США, впервые в мире осуществил самоподдерживающуюся цепную реакцию деления с помощью систем первого типа (обычный уран в графите). Такие системы стали называть *ядерными реакторами*. В дальнейшем по мере накопления выделяемого из естественного урана изотопа  $^{235}\text{U}$  и получаемого в реакторах нового изотопа  $^{239}\text{Pu}$  стали строить ядерные реакторы нового типа — на чистом или сильно обогащенном ядерном топливе.

## УСТРОЙСТВО И РАБОТА ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Основной частью ядерного реактора является *активная зона 1* (рис. 34), в которой находится делящийся материал. Образующиеся при работе реактора нейтроны частично захватываются находящимися в активной зоне материалами, а частично выходят в окружающее пространство. Обычно активную зону окружают слоем материала 2, способного хорошо рассеивать нейтроны. Этот слой, называемый *отражателем* или экраном, отбрасывает часть уходящих нейтронов обратно в активную зону и тем самым способствует протеканию цепной реакции. За экраном располагается *защита 3* от опасного излучения реактора, выполненная в виде тол-

стых бетонных стен и баков с водой. К отражателю обычно пристраивают так называемую *тепловую колонну 4*, о назначении которой будет сказано ниже.

Для управления цепной реакцией служат специальные *управляющие стержни 5*, изготовленные из материалов, способных сильно поглощать нейтроны. Введение таких стержней в активную зону приводит к уменьшению числа свободных нейтронов и тем самым к задержке или даже к полному прекращению цепной реакции. Каналы *б* служат для проведения различных экспериментов.

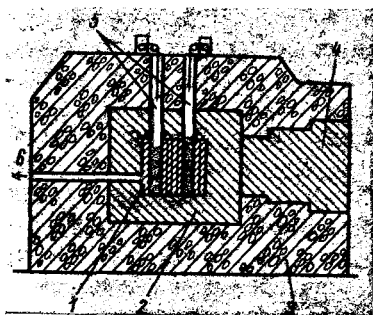


Рис. 34. Устройство ядерного реактора (пояснения в тексте)

При работе реактора в активной зоне и частично в отражателе выделяется громадное количество энергии, которая в конечном счете проявляется в виде теплоты. Для того чтобы реактор не перегревался и не разрушался, тепловую энергию из него необходимо непрерывно отводить. С этой целью через активную зону постоянно прокачивается или газ, или вода, или какое-нибудь иное вещество, отбирающее теплоту из активной зоны и передающее ее затем атмосферному воздуху, воде реки или пару, идущему в турбину электростанции. Тепловая мощность некоторых реакторов достигает нескольких миллионов киловатт, а их высота соответствует высоте пятиэтажного дома.

Ядерные реакторы строят для различных целей. Одни служат специально для производства  $^{239}\text{Pu}$ , другие предназначены для получения электроэнергии на электростанциях или морских судах, третьи созданы для научных исследований. На последнем применении реакторов остановимся несколько более подробно.

#### ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР КАК ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ПРИБОР

Ядерный реактор — чрезвычайно мощный источник нейтронов. Если ускоритель по интенсивности излучения эквивалентен десяткам или сотням килограммов радия, то реактор в состоянии производить в секунду столько

же нейтронов, сколько их образовалось бы в результате применения *нескольких тысяч тонн* радия в смеси с бериллием! Эти нейтроны можно использовать для облучения различных образцов, для получения искусственных радиоактивных изотопов и для самых разнообразных физических исследований. Эксперимент на реакторе можно проводить по-разному: в одних случаях образцы и приборы вводят по специальным каналам внутрь самого реактора, в других случаях удобнее вести работу вне реактора в нейтронных пучках, выходящих из каналов наружу.

При проведении экспериментов на реакторах экспериментаторам всегда приходится помнить, что в реакторах различных типов и даже в разных точках одного реактора энергии нейтронов могут оказаться совершенно разными. Дело в том, что непосредственно при делении рождаются довольно быстрые нейтроны со средней энергией около 2 МэВ. В реакторах с большим количеством графита или воды нейтроны быстро замедляются, а потом долго блуждают между атомами замедлителя со скоростями, близкими к скоростям теплового движения атомов среды. Такие нейтроны называют тепловыми; их средняя энергия составляет всего 0,03 эВ. Оказалось, что в реакторах рассматриваемого типа практически все случаи деления ядер урана происходят именно под действием тепловых нейтронов, поэтому такие реакторы носят название *тепловых*. Тепловые реакторы изучены наиболее полно, и сейчас подавляющее большинство действующих ядерных реакторов относится к этому типу.

И все же в активной зоне теплового реактора есть не только тепловые, но и более быстрые нейтроны, которые еще не успели замедлиться. В отражателе такого реактора источников быстрых нейтронов нет, поэтому там относительное количество тепловых нейтронов гораздо больше, чем в активной зоне. Для того чтобы получить одни только тепловые нейтроны, к активной зоне реактора пристраивают длинную призму из чистого графита. Пройдя ее, все нейтроны практически растрачивают свою энергию при многочисленных столкновениях с ядрами и в конечном итоге приходят в тепловое равновесие со средой. На первом реакторе такая призма стояла сверху в виде колонны, поэтому сейчас все устройства этого типа называют *тепловыми колоннами* (см. рис. 34), хотя теперь их обычно делают горизонтальными и по форме совершенно непохожими на колонны.

Совершенно иная картина наблюдается в реакторах с сильнообогащенным топливом. В них вовсе не нужен замедлитель, так как чистые  $^{235}\text{U}$  или  $^{239}\text{Pu}$  делятся очень хорошо под

действием нейтронов любой энергии. В таких реакторах нейтроны успевают попасть в ядро и вызвать деление раньше, чем их энергия уменьшится до энергии теплового движения. Поэтому в активных зонах этих реакторов тепловых нейтронов нет совсем, цепная реакция идет на быстрых нейтронах и такие реакторы называются *реакторами на быстрых нейтронах*. Однако и в реакторах на быстрых нейтронах можно получить тепловые нейтроны, если к ним пристраивать тепловые колонны. Таким образом, в реакторе на быстрых нейтронах можно проводить эксперименты с нейтронами любых энергий — от очень быстрых нейтронов до тепловых. Нужно только уметь правильно выбрать точку, куда поместить образцы. Поэтому реактор на быстрых нейтронах является более универсальным физическим прибором и предоставляет физикам более широкие возможности для проведения экспериментов, чем тепловой реактор.

Есть у этих реакторов и другие очень важные преимущества. Например, в отличие от тепловых реакторов в них можно получить из  $^{238}\text{U}$  гораздо больше  $^{239}\text{Pu}$ , чем "сгорает" в них  $^{235}\text{U}$ . Этот необычный процесс, названный расширенным воспроизводством ядерного топлива, открывает возможность использования в ядерных реакторах всех встречающихся в природе изотопов урана, что в десятки раз увеличивает запасы потенциального сырья для атомной энергетики будущего. Поэтому свойства реакторов на быстрых нейтронах сейчас интенсивно изучаются как в нашей стране, так и за рубежом.

Открытие цепной реакции деления и создание на ее основе ядерных реакторов явилось величайшим достижением человеческого ума и демонстрацией его колоссальных возможностей в познании природы. Применяя огонь, электричество и другие силы природы для своих нужд, человек лишь приспособливал для себя явления, которые он видел вокруг и которые существовали до него и независимо от его деятельности: первобытные люди сначала увидели огонь, когда горели подожженные молнией леса, а уже потом стали использовать и добывать его сами; человек видел молнии и то, как электризуется шерсть при трении янтарем, и от этого пришел сначала к электрофорной машине, а потом — к широчайшему использованию электрических явлений в повседневной жизни. Цепной же реакции деления человек не видел нигде — ни на Земле, ни в Космосе. И догадаться о том, что такой процесс возможен и осуществим, ученые смогли лишь после того, как было сделано несколько фундаментальных открытий и был проведен ряд измерений

важнейших физических величин, например среднего числа вторичных нейтронов, освобождающихся при одном акте деления. Если бы это число оказалось меньше единицы, то цепная реакция была бы невозможна. Но измерения показали, что природа преподнесла нам своеобразный подарок, сделав число вторичных нейтронов большим двух. Тогда физики поняли, что цепная реакция возможна, и надо было только создать для нее подходящие условия. Так впервые в истории Земли человек осуществил процесс, не видя аналогов в окружающей его природе, и тем самым впервые освоил источник энергии, не связанный своим происхождением с деятельностью Солнца. Освобождаемая при делении ядер урана энергия была заключена в них в момент их образования задолго до возникновения нашей Земли и всей Солнечной системы. Здесь было чем гордиться. Но уже после того, как были построены в различных странах десятки атомных электростанций, было сделано открытие, показавшее, что и здесь матушка-природа опередила человека.

#### ПРИРОДНЫЙ ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР

7 июня 1972 года во время масс-спектрометрического анализа образца урановой руды, поступившей во Францию из Габона (Африка), было обнаружено, что содержание изотопа  $^{235}\text{U}$  в этой руде составляет не 0,720%, а 0,717%, т. е. на 0,03% меньше, чем во всех остальных рудах как земного, так и внеземного происхождения (из метеоритов и лунного грунта). Это различие, на первый взгляд, столь незначительно, что на него можно было бы и не обратить никакого внимания. Но ученые решили проверить все на месте. Оказалось, что эта руда поступала из месторождения Окло, причем при среднем содержании урана в ней около 0,5% попадались отдельные куски со значительно большим количеством урана — до 40%, но содержание изотопа  $^{235}\text{U}$  в них было еще меньше, чем в первоначально исследованных, — до 0,64%. Под влиянием различных процессов урановая жила растрескивалась и в нее попадала вода, которая, как мы помним, является хорошим замедлителем нейтронов. Возникла мысль: а не протекала ли в этой руде цепная реакция, в результате которой часть  $^{235}\text{U}$  просто "выгорела"? Ответ на этот вопрос, казалось

бы, должен быть отрицательным: ведь хорошо известно, что ни при каком составе систем из воды и естественного урана цепная реакция в них невозможна. А в руде к тому же есть примесь других веществ, которые могут только мешать протеканию цепной реакции, захватывая лишние нейтроны. Однако из-за большой разницы в периодах полураспада  $^{235}\text{U}$  ( $1,03 \times 10^9$  лет) и  $^{238}\text{U}$  ( $6,5 \cdot 10^9$  лет) изотоп  $^{235}\text{U}$  распадается гораздо быстрее своего собрата, поэтому миллиарды лет назад его относительное содержание в уране было не таким, как сейчас (0,72%), а значительно выше — около 3%. При такой концентрации цепная реакция возможна уже и в ураново-водных системах; например, в так называемых водо-водяных реакторах используется уран, обогащенный изотопом  $^{235}\text{U}$  всего до 3%. Предположение о том, что когда-то в руде протекала цепная реакция деления, подтверждалось тем, что в породе наряду с ураном нашли также элементы со средними атомными массами, которые, как известно, образуются при делении тяжелых ядер в виде осколков. Более того, по соотношению различных изотопов отдельных элементов удалось установить, что цепная реакция в этом природном реакторе протекала около 2 миллиардов лет назад в течение примерно 600 тысяч лет.

Спрашивается, а почему этот "реактор" не взорвался сразу же в момент своего образования и что служило регулятором мощности в нем (которая, кстати сказать, согласно оценкам поддерживалась на уровне около 25 кВт)? Ответ на этот вопрос довольно прост: в природном реакторе осуществлялось саморегулирование цепной реакции за счет так называемого отрицательного температурного эффекта: при случайном увеличении мощности происходит разогрев материала, плотность его уменьшается, условия для протекания цепной реакции ухудшаются, в результате чего мощность снижается до прежнего уровня. Этот эффект проявляется и в созданных человеком обычных реакторах, обеспечивая устойчивость их работы.

Открытие природного реактора ставит перед учеными ряд вопросов, например: не повлияла ли работа реактора на развитие жизни на Земле (ведь он работал как раз в эпоху появления первых одноклеточных организмов)? А может быть, аналогичные реакторы действуют в глубинах Земли и сейчас, "поддавая жару" в вулканические процессы?

В заключение хочется отметить, что открытие природного ядерного реактора хотя и отняло у человека приоритет в осуществлении цепной реакции деления, но ни в коей мере не

умалило величие победы человеческого ума: ведь осуществляя первую цепную реакцию, физики еще не знали о существовании природного реактора!

\* \*  
\*

Итак, мы рассмотрели основные технические средства, которыми вооружены современные физики-ядерщики. Как видно, для исследования свойств ничтожных по размерам частиц потребовалось создать грандиозные сооружения, основанные на новейших достижениях электротехники, радиотехники, металлургии, химии и ряда других наук и технических направлений. При этом можно было отметить следующий парадоксальный, на первый взгляд, факт: чем глубже пытались физики проникнуть в тайны микромира, чем меньше были масштабы явлений, которые они пытались исследовать, тем большие по размерам и параметрам установки им приходилось создавать. Этот парадокс объясняется одним из фундаментальных законов микромира, отражаемым уже знакомым нам соотношением Гейзенберга:  $\Delta p \cdot \Delta x \geq \hbar$ . Чем меньше размер частицы  $x$ , тем меньше должна быть неопределенность при ее измерении  $\Delta x$  и, стало быть, тем больше получаются неопределенность количества движения  $\Delta p$ , а следовательно, и само значение количества движения  $p$  и энергия частицы  $E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}$ . Поэтому-то и приходится строить ускорители на все большие энергии ускоряемых частиц; значит, увеличиваются и размеры ускорителей.

Теперь нам остается рассмотреть, как мощный арсенал созданных учеными и инженерами технических средств используется при проведении различных измерений.



## СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

### Глава 8

#### ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ

##### ОТКЛОНЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Об измерении энергии частиц по степени их отклонения в электрическом или магнитном поле уже шла речь в гл. 2 и 3. Из приведенных там формул видно, что отклонение частицы в любом из этих полей зависит сразу от трех ее характеристик: заряда, массы и скорости. Значит, для того чтобы определить одну из этих величин, нужно знать две другие.

Однако вовсе не обязательно каждый раз заново определять все параметры частицы. Очень часто заранее известно, с какими частицами нам придется иметь дело. Так, при изучении радиоактивного распада из заряженных частиц могут встретиться только  $\alpha$ -частицы, электроны или позитроны; последние две частицы из-за разного знака заряда отклоняются в любом поле в противоположные стороны, а позитроны и  $\alpha$ -частицы хотя и отклоняются в одну и ту же сторону, очень сильно различаются по массам, поэтому отличить их друг от друга не составляет никакого труда. В связи с этим методом отклонения частиц в электрическом или магнитном поле наиболее широко пользуются при измерениях энергий  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц. Существующие для этой цели приборы называются *альфа-* или *бета-спектрометрами*.



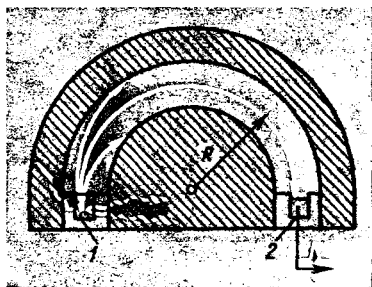


Рис. 35. Магнитный спектрометр (пояснения в тексте)

Обычно в альфа- и бета-спектрометрах используются магнитные поля, так как работать с ними гораздо проще, чем с электрическими.

Итак, спектрометр — это прежде всего большой магнит, в поле которого расположена вакуумная камера. С одной стороны камеры находится источник исследуемого излучения 1, с другой — детектор заряженных частиц 2 (рис. 35).

Камера спектрометра со всех сторон закрывается свинцом, чтобы предотвратить попадание в нее посторонних частиц и защитить счетчик от  $\gamma$ -излучения источника. С помощью специальных диафрагм с маленькими отверстиями выделяется узкий пучок вылетающих из источника частиц. Поэтому мы всегда знаем, что раз частица попала в счетчик, значит, она в магнитном поле, силовые линии которого направлены перпендикулярно плоскости рисунка, летела по дуге окружности вполне определенного радиуса  $R$ , известного из конструкции данного прибора. Зная магнитную индукцию  $B$ , по формуле  $p = eRB$  легко найти импульс частицы  $p$ , а следовательно, и ее энергию.

При фиксированной напряженности магнитного поля в счетчик могут попадать частицы только одной энергии. Однако, меняя постепенно напряженность поля и измеряя при каждом ее значении число отсчетов счетчика в единицу времени, можно определить, с какими энергиями вылетают частицы из данного радиоактивного вещества и каково относительное число частиц каждой энергии. Результаты этих измерений очень удобно изображать в виде графиков, подобных приведенному на рис. 36. Здесь по оси абсцисс отложена энергия частиц, а по оси ординат — число отсчетов счетчика при каждой энергии. Достаточно только взглянуть на такой график, чтобы сразу стало ясно, что в исследуемом излучении имеются частицы с энергиями 5,34 и 5,42 МэВ, причем вторых примерно в 2,5 раза больше, чем первых. Подобные графики называют обычно энергетическими спектрами частиц; отсюда произошло и название приборов — спектрометры.

Современные альфа- и бета-спектрометры отличаются друг от друга только конструктивными особенностями, размерами (обычно около 1 м) и напряженностью магнитного поля. Они

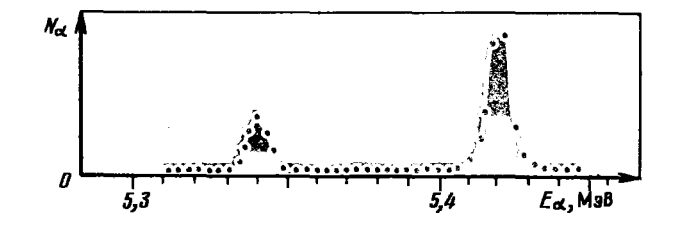


Рис. 36. Энергетический спектр  $\alpha$ -частиц, снятый магнитным спектрометром

позволяют определять энергию частиц с очень высокой точностью: возможные погрешности не превышают 0,001.

Метод измерения энергии по отклонению в магнитном поле с успехом используется и при исследовании новых частиц в космических лучах или частиц, возникающих при работе мощных ускорителей. Электрический заряд всех известных в настоящее время элементарных частиц равен по абсолютному значению единице или нулю. Таким образом, заряд любой элементарной частицы можно считать известным. Зато массы частиц могут быть самыми различными, и какова масса зарегистрированной счетчиком частицы, заранее никогда сказать нельзя. Но в данном случае массу частицы знать не обязательно.

При всех явлениях, о которых сейчас идет речь, частицы движутся со скоростями, очень близкими к скорости света, а у таких частиц энергия связана с количеством движения  $p = mv$  не обычным выражением

$$E = p^2 / 2m,$$

а формулой

$$E = pc,$$

получаемой из более общего соотношения

$$E^2/c^2 = p^2 + m_0^2 c^2$$

в предположении, что  $pc \gg m_0 c^2$ . Подставляя сюда полученное ранее выражение для количества движения частицы через магнитную индукцию  $B$ , Тл, и радиус траектории  $r$ , м, имеем

$$E = ecBr.$$

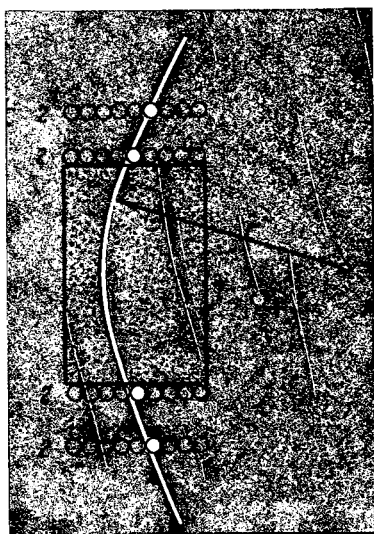


Рис. 37. Магнитный спектрометр для исследований космического излучения:

1 — полюс магнита; 2 — счетчики (белыми кружками отмечены счетчики, в которых при пролете частицы возникли импульсы)

Таким образом, радиус траектории очень быстрой частицы в магнитном поле определяется только ее энергией и не зависит от массы. Если выражать энергию частицы в электрон-вольтах, то последнее соотношение запишется совсем просто:

$$E = 3 \cdot 10^8 Br.$$

Обычные магнитные спектрометры для очень быстрых частиц не годятся. Поэтому советские физики А.И. Алиханов и А. И. Алиханьян для исследований космических лучей разработали оригинальную установку особого типа (рис. 37). Главной частью этой установки был большой электромагнит, установленный таким образом, что плоскость зазора между его полюсами располагалась перпендикулярно

земле. Выше и ниже магнита помещалось несколько рядов близко расположенных счетчиков. В стороне на специальном щите были смонтированы маленькие лампочки, положение которых точно повторяло размещение счетчиков в установке. Всякий раз, когда в счетчике возникал электрический импульс, на мгновение вспыхивала соответствующая этому счетчику лампочка. Щит с лампочками фотографировался автоматически действующим фотоаппаратом, причем с помощью схем совпадений делали так, что фотографирование производилось только при одновременном загорании лампочек по одной в каждом ряду. Полученные снимки позволяли легко воспроизвести траекторию движения частицы в магнитном поле, найти ее радиус  $r$  и затем вычислить энергию.

Для измерения энергии частиц космических лучей удастся использовать даже магнитное поле Земли! Как известно, напряженность этого поля невелика, зато оно простирается на тысячи километров в околоземном пространстве, так что его

влияние на траектории частиц космических лучей довольно значительно. В конечном итоге у поверхности Земли потоки частиц космических лучей, идущих с востока и запада, оказываются различными (рис. 38). По степени этого различия и по известной напряженности магнитного поля Земли удалось установить, что основная масса частиц космических лучей имеет энергию примерно от 1 до 15 ГэВ.

Комбинируя метод отклонения частиц в магнитном поле с другими методами исследования, можно определять энергию многозарядных частиц (ядер элементов тяжелее гелия), когда заранее ничего не известно ни

об их заряде, ни о массе. Но эти методы гораздо сложнее, и здесь на них останавливаться не будем.

Следует подчеркнуть, что во всех описанных экспериментах непосредственно измеряют угол отклонения частицы или радиус ее траектории, а энергию вычисляют потом по формулам, в которые входит заряд частицы  $e$ . Таким образом, определение изложенным методом очень маленькой величины — энергии частицы — оказалось возможным лишь потому, что предварительно в фундаментальных экспериментах Милликена и других была определена другая маленькая величина — заряд электрона. Как мы видим, аналогичная ситуация имеет место и в большинстве других случаев.

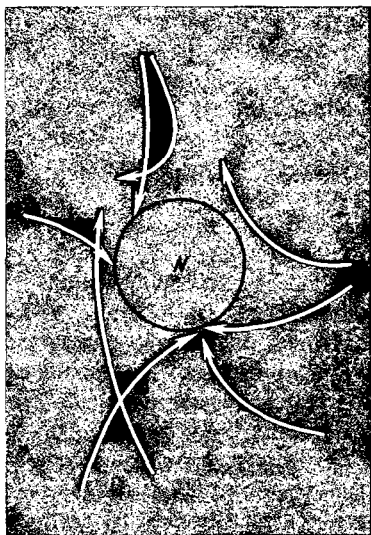


Рис. 38. Траектории частиц первичных космических лучей в магнитном поле Земли (вид со стороны Северного полюса)

#### ЭНЕРГИЯ ЧАСТИЦ И АМПЛИТУДА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Магнитные спектрометры — это очень точные, но зато очень сложные и громоздкие приборы, к тому же весьма капризные. К счастью, энергию заряженных

частиц можно измерять и другими, гораздо более простыми способами, например по амплитуде импульсов от ионизационных камер или от пропорциональных, сцинтилляционных или полупроводниковых счетчиков.

Выше говорилось о том, что амплитуда электрического импульса, возникающего в ионизационной камере при попадании в нее заряженной частицы, пропорциональна энергии частицы. То же самое можно сказать и об импульсах, получаемых от пропорциональных, сцинтилляционных и полупроводниковых счетчиков. Эта пропорциональность сохраняется и после усиления импульсов, так как при усилении все импульсы увеличиваются в одно и то же число раз. Отсюда видна, по крайней мере, принципиальная возможность определения энергии частицы прямо по электрическим импульсам, поступающим с выхода усилителя.

Измерить амплитуду электрического импульса можно очень просто. В гл. 5 рассказывалось о специально созданных для этой цели приборах — дискриминаторах, одноканальных и многоканальных амплитудных анализаторах, которые, кстати сказать, позволяют определить не только амплитуду импульсов, но и число импульсов с той или иной амплитудой, т. е. их спектр. Там же было показано, как спектр импульсов можно изобразить графически. Еще один спектр импульсов приведен на рис. 39. Как видно, в данном случае почти все импульсы имели амплитуду или около 20, или около 40 В, причем первых импульсов было гораздо больше, чем вторых. А так как амплитуда импульса пропорциональна энергии частиц, можно заключить, что при проведении эксперимента в детектор попадали частицы двух групп, причем частицы первой, более многочисленной группы имели энергию примерно в 2 раза меньшую, чем частицы второй группы.

Однако узнать, какую именно энергию имели эти частицы, по приведенным данным нельзя. Дело в том, что хотя амплитуда импульса и пропорциональна энергии частицы, коэффициент пропорциональности сам зависит от многих величин, которые трудно измерить: от электрической емкости камеры и подходящих к ней проводов, коэффициента усиления импульсов в усилителе, точного значения энергии образования пары ионов в данном газе данной частицей и т. д. Конечно, можно каждый раз при сборке новой установки заново измерять все эти величины и затем по амплитуде импульсов определять абсолютные значения энергии пролетевших частиц, но это было бы слишком трудоемким делом. Обычно поступают

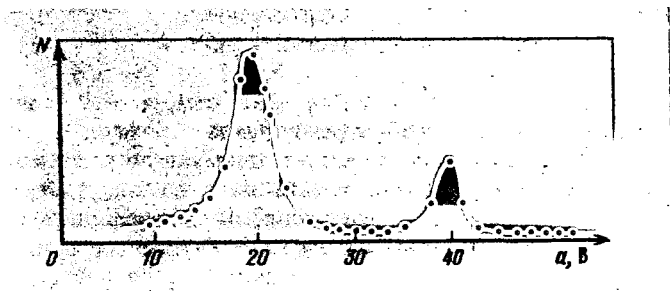


Рис. 39. Типичный спектр импульсов от ионизационной камеры

гораздо проще. Сначала в приготовленную камеру помещают радиоактивный препарат, испускающий при своем распаде частицы, энергия которых  $E_0$  заранее измерена каким-нибудь другим способом, например по отклонению в магнитном поле, и измеряют амплитуду возникающих импульсов  $a_0$ . Затем с помощью той же камеры регистрируют частицы неизвестной энергии  $E$  и опять измеряют амплитуду импульсов  $a$ . Поскольку  $E_0$  и  $E$  пропорциональны  $a_0$  и  $a$ , можно написать пропорцию

$$E_0/a_0 = E/a,$$

которая позволяет легко найти энергию исследуемых частиц:

$$E = E_0 a/a_0.$$

Подобные измерения называются относительными, так как энергия неизвестных частиц измеряется по отношению к известной энергии других частиц, имеющих значение эталона. Относительные измерения очень широко распространены в научных исследованиях и в технике. Более того, всегда есть смысл, если это только возможно, прибегать к относительным измерениям, так как они проще абсолютных и при наличии хороших эталонов обеспечивают достаточно высокую точность.

Под влиянием некоторых побочных обстоятельств, даже при строго одинаковой энергии частиц, электрические импульсы от камер и счетчиков имеют слегка различающиеся амплитуды. Это несколько ограничивает точность данного метода измерения энергии: в лучших случаях возможна погрешность 0,5–1%, т. е. немного больше, чем при измерении энергии по отклонению в электрическом или магнитном поле. Зато эксперимент в целом гораздо проще. Поэтому метод измерения энергии частиц по амплитуде электрических импульсов получил очень широкое распространение.

Как уже отмечалось, один из наиболее наглядных способов регистрации заряженных частиц основан на наблюдении их следов в фотоэмульсии или в камере Вильсона. Возникает вопрос: нельзя ли с помощью этих же приборов одновременно с качественными наблюдениями измерять и энергию пролетающих частиц? Оказывается, можно и притом очень просто.

Чем больше энергия заряженной тяжелой частицы, тем больше столкновений придется ей испытать до полной остановки и, следовательно, тем длиннее будет ее путь в веществе. Другими словами, начальная энергия частицы предопределяет длину ее пробега. А это означает, что, измеряя длину пробега заряженных частиц в фотоэмульсии или газе камеры Вильсона, можно судить об их энергии.

Длину пробега частиц измерить нетрудно. Как это делается, рассказывалось в гл. 4. Для того чтобы определить энергии изучаемых частиц, так же как и при работе с ионизационными камерами, прибегают к относительным измерениям. Перед началом эксперимента прибор градуируют с помощью нескольких групп однотипных частиц различных энергий, которые ранее были измерены другими способами. По результатам этого вспомогательного эксперимента строят зависимость длины пробега частицы от ее энергии. Иногда эту зависимость удается даже выразить аналитической формулой. Теперь, измерив тем же прибором длину пробега интересующих нас частиц, остается определить по графику, какой энергии частиц она соответствует, и наша задача выполнена. Следует только иметь в виду, что для каждого вида частиц существует своя зависимость длины пробега от энергии, поэтому данный метод применим лишь в тех случаях, когда природа частиц заранее известна. Выше отмечалось, что в большом числе экспериментальных исследований природа частиц устанавливается практически однозначно. В частности, всегда известно, какие частицы испускаются при радиоактивном распаде того или иного радиоактивного вещества или какие частицы могут попасть в регистрирующую аппаратуру от работающего ускорителя. В остальных случаях вид частиц приходится определять в самом эксперименте, детально анализируя и сравнивая между собой длину пробега частицы, абсолютную плотность следа, распределение плотности вдоль траектории и т. д.

Проследим за превращениями энергии при радиоактивном распаде. Запасенная в ядре потенциальная энергия в момент распада выделяется в виде кинетической энергии вылетающих частиц; затем она переходит в потенциальную энергию возбужденных и ионизованных атомов, чтобы через мгновение снова выделиться в виде энергии фотонов; наконец, свет, поглощаясь в веществе, приводит к его нагреванию. Так, в результате сложных превращений энергия радиоактивного распада в конечном счете переходит в энергию теплового движения атомов среды. В гл. 3 говорилось о том, что П. Кюри обратил внимание на это явление и использовал его для оценки энергии, выделяющейся при одном акте распада. Для этого ему пришлось измерить количество выделяющейся теплоты с помощью калориметра.

С тех пор калориметр неоднократно использовался и другими исследователями ядра. Правда, калориметр — еще более грубый прибор, чем ионизационная камера, зато он позволяет сразу определить полную энергию распада, а не только энергию заряженных частиц. Эта особенность калориметра позволила с его помощью провести ряд очень важных экспериментов. Так, методом калориметра была найдена полная энергия деления. Как известно, при делении получаются самые разнообразные частицы: осколки, нейтроны,  $\gamma$ -кванты и  $\beta$ -частицы от распада осколков. Можно, конечно, порознь измерить энергию, уносимую каждым из этих излучений, и затем полученные результаты сложить. Однако из-за сильного различия свойств, возникающих при делении частиц, измерения их энергии приходится проводить различными методами, что неизбежно приводит к большим погрешностям и сильно усложняет эксперимент. В то же время использование калориметра позволило одним сравнительно несложным измерением сразу найти интересующую нас величину.

Другой важный эксперимент с применением калориметра был посвящен измерению энергии  $\beta$ -распада. В данном случае аналогично опытам Кюри калориметром определяли количество теплоты  $Q$ , выделяющейся в радиоактивном образце за 1 с. Для того чтобы найти энергию распада  $E_\beta$ , необходимо было измерить число распадов, происходящих в образце также в течение 1 с. С этой целью Кюри был вынужден считать вспышки на сцинтиллирующем экране. В наше время данную задачу



решить, казалось бы, совсем просто: достаточно поместить образец под счетчик и сосчитать с помощью соответствующих электронных приборов число регистрируемых в течение 1 с импульсов. Однако на самом деле все оказывается несколько сложнее.

Когда образец лежит под счетчиком, далеко не каждая частица может попасть в чувствительную область и вызвать появление импульса: одна часть частиц полетит в другие стороны, другая поглотится или рассеется в стенках счетчика, третья поглотится в самом образце. В результате в счетчик попадет и вызовет появление импульсов лишь малая доля всех частиц, а какова она — сразу не скажешь. Гораздо определеннее можно судить о числе распадов, если образец в виде очень тонкой пленки ввести непосредственно в чувствительную область счетчика; в этом случае почти каждая частица приведет к появлению импульса.

Калориметрические эксперименты по определению энергии  $\beta$ -распада способствовали открытию новой элементарной частицы — нейтрино. Подробнее об этом открытии будет рассказано ниже.

## ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ ЯДЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Как уже не раз отмечалось, фотоны не могут сами по себе производить возбуждение и ионизацию атомов. Однако при их взаимодействии с веществом в результате ряда эффектов появляются быстрые электроны, которые, как и любые другие заряженные частицы, создают сильную ионизацию. В частности, при фотоэффекте вся энергия фотона  $E_\gamma$  передается электрону, благодаря чему энергия последнего  $E_e$  оказывается связанной с величиной  $E_\gamma$  простым соотношением

$$E_e = E_\gamma - J.$$

Здесь  $J$  — энергия, которую приходится затратить на то, чтобы вырвать электрон из атома, преодолевая его притяжение к положительно заряженному ядру. Значение  $J$  обычно известно; к тому же оно гораздо меньше энергии наиболее часто встречающихся фотонов, поэтому приближенно энергия выбитого при фотоэффекте электрона просто равна энергии фотона. А как измерить энергию электрона, уже известно. В частности,

это можно сделать и с помощью сцинтилляционного счетчика. В кристалле такого счетчика происходит как сам фотоэффект, так и торможение выбитого электрона с образованием вспышки света. Амплитуда импульса, снимаемого с фотоумножителя счетчика, при этом пропорциональна энергии зарегистрированного фотона. Два других эффекта — комптоновское рассеяние и рождение пар — приводят к появлению посторонних импульсов, усложняющих наблюдаемый спектр. Эти импульсы можно или легко устранить, так как их амплитуда гораздо меньше амплитуды импульсов, возникающих при фотоэффекте, или использовать для определения энергии фотонов. К сожалению, особенности работы сцинтилляционного счетчика не позволяют применять его для очень точных измерений энергии: в лучшем случае погрешность составляет 6—8%. Значительно лучших результатов можно добиться с полупроводниковыми германиево-литиевыми счетчиками, которые позволяют снизить погрешность до долей процента. В некоторых приборах (например, в магнитных спектрометрах) эффекты Комптона и рождения пар являются основными процессами, по которым определяют энергию фотонов, и погрешность измерений при этом тоже достигает долей процента.

Казалось бы, чего еще можно желать? Ведь погрешность измерения 0,1%, т. е. не более 0,001 измеряемого значения  $E$ , означает очень высокую точность даже для обычных измерений. Но, как оказалось, в ядерной физике даже столь высокая точность измерений — далеко не предел.

### ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА

В конце 50-х годов немецкий физик Мёссбауэр изучал резонансное рассеяние  $\gamma$ -квантов. Суть этого явления заключается в следующем. Раньше уже говорилось о том, что при переходе любой квантовой системы, в том числе и атомного ядра, из одного энергетического состояния в другое выделяется или поглощается квант энергии, равный разности энергий этих состояний (см. гл. 3). Если энергию основного состояния ядра принять за нуль и относительно нее отсчитывать энергии всех возбужденных уровней  $E_{ур}$ , то при переходе с некоторого уровня в основное состояние выделится энергия  $\epsilon = E_{ур}$  (обычно такое выделение энергии происходит в виде вылетающего из ядра  $\gamma$ -кванта). Нетрудно сообразить, что при поглощении точно такой же энергии  $\epsilon$  аналогичным

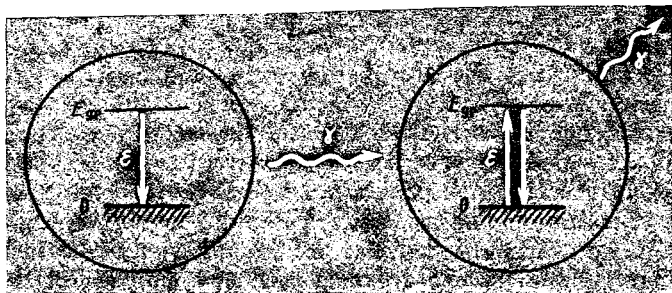


Рис. 40. Схема резонансного рассеяния  $\gamma$ -квантов атомными ядрами

ядром возможен обратный переход из основного состояния в возбужденное (рис. 40). В возбужденном состоянии ядро находится обычно очень недолго и переходит снова в основное состояние с испусканием  $\gamma$ -кванта. Так как второй  $\gamma$ -квант может вылететь из ядра в любом направлении, внешним наблюдателем такой двухступенчатый процесс воспринимается как рассеяние  $\gamma$ -кванта, а то, что для него требуется точное соответствие энергии поглощаемого  $\gamma$ -кванта и энергии возбуждения ядра ( $\gamma$ -квант должен "попасть в резонанс" с ядром), и привело к названию *резонансное рассеяние*. Заметим, что  $\gamma$ -кванты с энергиями, отличными от  $E_{\gamma p}$  (пусть даже и с очень близкими к  $E_{\gamma p}$ ), не могут испытать резонансного рассеяния.

На первый взгляд, наблюдать резонансное рассеяние  $\gamma$ -квантов очень легко — для этого достаточно взять в качестве рассеивателя то же самое вещество, из которого состоит излучатель. Однако все обстоит далеко не так просто. Дело в том, что при вылете  $\gamma$ -кванта из ядра последнее испытывает отдачу, на которую уходит часть энергии перехода  $E_{\gamma p}$ , поэтому энергия вылетающего  $\gamma$ -кванта  $E_{\gamma}$  оказывается меньше  $E_{\gamma p}$ :

$$E_{\gamma} = E_{\gamma p} - E_{\text{я.о.}},$$

где  $E_{\text{я.о.}}$  — кинетическая энергия ядра отдачи. При попадании  $\gamma$ -кванта в ядро последнему передается количество движения кванта, а вместе с ним и некоторая доля его энергии, очень близкая к  $E_{\text{я.о.}}$ ; значит, энергия, которая может быть поглощена ядром, составит

$$E_{\text{погл}} = E_{\gamma} - E_{\text{я.о.}} = E_{\gamma p} - 2E_{\text{я.о.}} < E_{\gamma p}.$$

Правда, абсолютно точного равенства между  $E_{\text{погл}}$  и  $E_{\text{ур}}$  здесь и не требуется. Поскольку ядро находится в возбужденном состоянии некоторое время  $\tau$ , из соотношения Гейзенберга следует, что энергия этого состояния задается не абсолютно точно, а с некоторым разбросом  $\Delta E$ ; обычно этот разброс называют *шириной уровня* и обозначают буквой  $\Gamma$ :  $\Gamma \approx \hbar/\tau$ . С таким разбросом по энергии будут образовываться  $\gamma$ -кванты при переходах с данного уровня на основной и такой же разброс допускается у энергий подлетающих к ядру  $\gamma$ -квантов, при котором они могут испытать резонансное рассеяние. Однако абсолютное значение  $\Gamma$  очень мало. Например, состояние с  $E_{\text{ур}} = 129$  кэВ у ядра  $^{191}\text{Ir}$  имеет  $\tau \approx 10^{-10}$  с, откуда следует, что для него  $\Gamma \approx 5 \cdot 10^{-6}$  эВ. В то же время энергия, теряемая на отдачу, хотя и относительно невелика:  $E_{\text{я.о}} \approx 0,05$  эВ, но все же в 10 000 раз больше, чем  $\Gamma$ , поэтому может показаться, что резонансное рассеяние наблюдать абсолютно невозможно.

На самом деле это не совсем так. Ядра не покоятся на своих местах, а, участвуя в тепловом движении, все время колеблются около своих положений равновесия. Если в момент испускания  $\gamma$ -кванта ядро двигалось в том же направлении, то оно как бы подталкивает  $\gamma$ -квант, и энергия последнего оказывается немного больше средней; при противоположном движении ядра энергия  $\gamma$ -кванта будет меньше средней. Это явление, хорошо известное в акустике и оптике, называется *эффектом Доплера*. В результате эффекта Доплера разброс по энергиям  $D$  вылетающих из ядер  $\gamma$ -квантов значительно превышает  $\Gamma$ . Эффект Доплера имеет место и при поглощении  $\gamma$ -квантов. Доплеровское уширение линии  $D$  при комнатной температуре составляет примерно 0,07 эВ, т. е. сравнимо с  $E_{\text{я.о}}$ . Поэтому линии испускаемых и поглощаемых  $\gamma$ -квантов частично перекрываются, за счет чего часть  $\gamma$ -квантов все же может испытать резонансное рассеяние.

Все сказанное выше поясняет рис. 41, на котором по оси абсцисс отложена энергия, а по оси ординат — вероятность испускания или поглощения  $\gamma$ -квантов. Пунктирные кривые соответствуют случаю без учета эффекта Доплера. Кривая 1 показывает разброс энергий при ядерном переходе, в том числе и допустимый разброс передаваемой ядру энергии при резонансном поглощении  $\gamma$ -кванта; за счет отдачи энергии испускаемых  $\gamma$ -квантов будут на  $E_{\text{я.о}}$  меньше (кривая 2), а вследствие отдачи при попадании  $\gamma$ -кванта в ядро энергии, которые могут быть переданы на возбуждение последнего, оказываются еще на  $E_{\text{я.о}}$  меньше (кривая 3). Из-за эффекта Доплера все

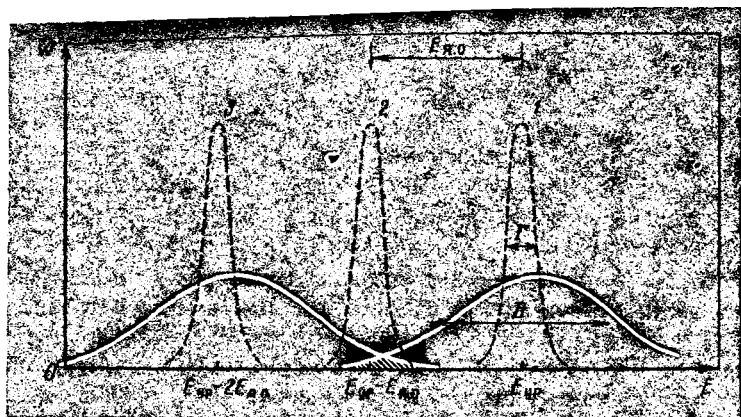


Рис. 41. Роль эффекта Доплера при резонансном рассеянии  $\gamma$ -квантов (пояснения в тексте)

линии "размываются" (сплошные кривые на рис. 41). Штриховкой отмечена область перекрывания линий; отношение ее площади к площади под одной из сплошных кривых равно доли  $\gamma$ -квантов, которые могут испытать резонансное рассеяние.

Вот именно это явление и исследовал Мёссбауэр. Для проверки правильности сделанных предположений он решил сильно охладить источник и рассеиватель. При этом тепловое движение атомов, а стало быть, и эффект Доплера должны были уменьшиться, а число резонансно рассеянных  $\gamma$ -квантов сократиться. Однако все произошло как раз наоборот: при охлаждении вероятность резонансного рассеяния возрастала и к тому же весьма значительно! Для объяснения этого эффекта Мёссбауэр предположил, что при охлаждении вещества его атомы как бы "вмерзают" в кристаллическую решетку, жестко связываясь с соседними атомами (механизм такого "вмерзания" имеет чисто квантовую природу, и здесь мы его детально рассматривать не будем). При испускании  $\gamma$ -кванта таким "вмерзшим" ядром отдачу испытывает весь кристалл, а так как энергия отдачи обратно пропорциональна массе тела, потеря энергии при этом совершенно незначительна —  $\gamma$ -квант испускается практически без отдачи. Аналогично происходит и поглощение  $\gamma$ -кванта "вмерзшим" ядром. А это означает, что линии испускания и поглощения оказываются тождественными (обе они изображаются кривой 1 на рис. 41) и вероятность резонансного рассеяния резко возрастает.

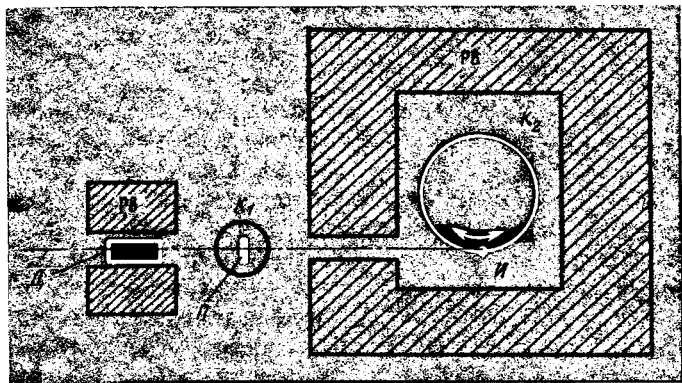


Рис. 42. Схема опыта Мессбауэра:

И — источник фотонов; П — поглотитель; Д — детектор;  $K_1$  и  $K_2$  — криостаты, в которых поддерживается температура 88 К ( $-185^\circ\text{C}$ )

Правильность своего предположения Мёссбауэр доказал вторым опытом, в котором источник излучения двигался относительно рассеивателя (рис. 42). Он выяснил, что при скорости движения источника всего лишь 2–3 см/с в силу того же эффекта Доплера резонансное рассеяние полностью исчезает. Нетрудно подсчитать, насколько изменяется энергия  $\gamma$ -кванта при движении источника с такой скоростью. Оказалось, что как раз на  $5 \cdot 10^{-6}$  эВ! Таким образом, в опыте Мёссбауэра впервые была непосредственно измерена ширина энергетического уровня ядра и был определен разброс энергий  $\gamma$ -квантов, который составляет всего  $5 \cdot 10^{-6}$  эВ при энергии перехода 129 кэВ, т. е.  $1/25\,000\,000\,000$  часть! За открытие столь тонкого эффекта Мёссбауэру была присуждена Нобелевская премия.

В дальнейшем эффект Мёссбауэра физики стали использовать в качестве средства очень точного измерения энергии (точнее, изменения энергии)  $\gamma$ -квантов и с его помощью сделали ряд новых открытий. Так, было определено, насколько изменяется энергия  $\gamma$ -кванта за счет притяжения Земли, и тем самым было подтверждено одно из основных положений общей теории относительности о связи электромагнитных и гравитационных полей, которую можно описать "искривлением" пространства. Заметим, что в ряде опытов требовались еще меньшие скорости движения источника — до долей миллиметра в секунду, и, стало быть, значения  $\Delta E/E$  были еще меньше — до  $10^{-16}$ .

Существуют и другие способы измерения энергии  $\gamma$ -квантов. Наблюдая, например, дифракционную картину, возникающую при рассеянии  $\gamma$ -квантов на кристалле, можно определить длину волны  $\gamma$ -квантов аналогично тому, как это делал Мозли при изучении характеристического рентгеновского излучения. Зная длину волны, нетрудно вычислить частоту колебаний  $\nu = c/\lambda$ , а затем по одной из формул квантовой механики найти и энергию  $\gamma$ -квантов:  $E_\gamma = h\nu$ . Для определения длины волны  $\gamma$ -квантов с целью нахождения их энергии существуют специальные приборы — кристаллические спектрометры, которые позволяют проводить наиболее точные измерения энергии. Однако этот метод неприменим в области высоких энергий, когда длина волны  $\gamma$ -кванта много меньше расстояний между атомами в кристалле; в этом случае, как и при падении видимого света на редкую гребенку для волос, никакой дифракционной картины заметить не удастся.

Подводя итог всему сказанному, можно сделать вывод, что энергию  $\gamma$ -квантов измерять труднее, чем энергию заряженных частиц.

## ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ

Энергию нейтронов измерить еще труднее, так как они, будучи нейтральными, очень слабо взаимодействуют с электронными оболочками атомов. У нейтрона есть отличный от нуля магнитный момент, который может взаимодействовать с магнитными полями, создаваемыми вращающимися вокруг ядер электронами, но эффект этот относительно мал. Поэтому обычно исследование нейтронов основано на наблюдении результатов их взаимодействия с ядрами, но вероятность попадания нейтрона в ядро, занимающее лишь  $1/1000\ 000\ 000\ 000$  часть объема атома, ничтожно мала.

Для определения энергии нейтронов можно поступать по-разному. Проще всего регистрировать ядра отдачи. О том, как это делается, уже шла речь выше. Говорилось также и о том, что в качестве рассеивателя лучше всего использовать водород или водородосодержащее вещество. На последнем обстоятельстве следует остановиться подробнее.

Ядро обычного водорода — протон — имеет массу, почти равную массе нейтрона. Поэтому при лобовом столкновении быстрого нейтрона с покоящимся протоном (рис. 43) вся энергия первого может быть передана второму. При нелобовом столкновении протону передается лишь часть энергии нейтрона, причем она зависит от точности попадания. Таким образом, если мы уверены, что столкновение было лобовым, то энергию нейтрона определить очень просто: она равна энергии протона отдачи.

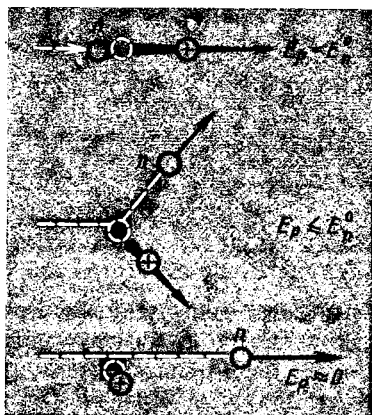


Рис. 43. Различные случаи столкновения нейтрона с протоном:

$E_n^0$  — энергия нейтрона до столкновения

Но как узнать, каким было столкновение: лобовым или нет? Еще хорошо, если известно направление движения нейтронов. В этом случае, применив детектор, позволяющий видеть следы заряженных частиц (например, фотопластинку, камеру Вильсона или диффузионную камеру), можно отобрать следы протонов нужного направления и по их длине найти энергию. Так обычно и поступают при экспериментах с пучками нейтронов, выходящих из реактора или идущих от источников и мишеней ускорителей. А что делать, если нейтроны летят по всем направлениям? В этом случае нельзя сказать, каким нейтроном вызвано появление того или иного следа: то ли энергия нейтрона равна энергии зарегистрированного протона, то ли она гораздо больше, но столкновение не было лобовым.

На первый взгляд, метод протонов отдачи при подобных условиях совершенно неприемлем. Однако более детальный анализ показал, что при столкновении нейтрона с протоном последнему с *равной вероятностью* может быть передана любая энергия: от нуля до полной энергии нейтрона. Поэтому при облучении, например, сферической ионизационной камеры с водородным наполнением нейтронами одной энергии в ней с одинаковой частотой будут появляться импульсы различных амплитуд, начиная с нулевой и кончая некоторой максимальной амплитудой, соответствующей энергии нейтрона. Спектр импульсов от такой камеры, снятый амплитудным анализато-



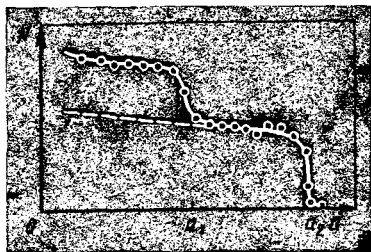


Рис. 44. Спектр импульсов от водородной камеры при облучении ее нейтронами двух различных энергий:

$a_1$  и  $a_2$  — максимальные амплитуды импульсов от нейтронов каждой группы

ром, имеет вид ступеньки. При этом совершенно безразлично, как попадают на камеру нейтроны — по одному направлению или нет, ведь полная амплитуда импульса не зависит от направления движения первичной частицы. Таким образом, если экспериментатор в результате эксперимента с водородной камерой получил спектр импульсов в виде ступеньки, то он может быть уверен, что камера облучалась нейтронами одной энергии. Эту энергию легко определить по амплитуде самых больших импульсов. Если же на камеру падают нейтроны двух или трех различных энергий, то спектры импульсов от каждой группы сложатся в один общий спектр с несколькими ступеньками (рис. 44), по которому легко найти энергию каждой группы нейтронов и их относительные интенсивности.

Еще удобнее измерять энергию нейтронов с помощью ядерных реакций. При рассеянии ядро отдачи уносит лишь часть энергии нейтрона, которая к тому же может быть различной. При ядерной реакции, например такой, как  ${}^3\text{He} + n \rightarrow {}^3\text{H} + p$ , все продукты являются заряженными частицами и их энергия полностью идет на возбуждение и ионизацию атомов среды. В результате все импульсы от ядерных реакций с нейтронами одной энергии оказываются одинаковыми. Кроме того, при реакции  ${}^3\text{He} + n$  и многих других выделяется некоторое количество энергии  $Q$ . Обычно величина  $Q$  оказывается порядка нескольких сотен килоэлектрон-вольт или нескольких мегаэлектрон-вольт. Поэтому даже в том случае, когда реакцию вызывает совсем медленный (тепловой) нейтрон, выделившейся энергии хватит на создание в ионизационной камере довольно большого электрического импульса, тогда как при столкновении медленного нейтрона с протоном импульс вообще не может возникнуть. При использовании для регистрации нейтронов ядерных реакций амплитудный спектр импульсов состоит из отдельных пиков, каждый из которых связан с нейтронами определенной группы. По положению каждого пика

находят обычным способом суммарную энергию всех образующихся в реакции заряженных частиц, а затем, вычитая из нее энергию реакции  $Q$ , вычисляют и энергию каждой группы нейтронов.

Описанные методы определения энергии нейтронов хороши тем, что они относительно просты. Однако достигаемая в них точность измерения энергии невелика: погрешность обычно не бывает меньше 5–10%. Поэтому был разработан еще один метод измерения энергии (точнее, скорости нейтронов), который назван *методом времени пролета*. Суть этого метода заключается в следующем. Поскольку известна масса нейтрона, для определения его энергии достаточно знать скорость. А скорость нейтрона можно определить, если измерить время, в течение которого он пролетает известное расстояние. Таким образом, задача сводится к измерению времени.

Чем измерить — известно: временным анализатором. А вот как измерить — это вопрос. Ведь надо знать, между какими моментами следует измерять время, или, другими словами, уметь как-то отмечать те моменты, когда нейтрон оказывается в начале, а потом в конце выбранного нами пути. При этом конец полета можно отметить по импульсу в нейтронном счетчике, но в начале пути довольно трудно зарегистрировать нейтрон обычными детекторами, так как любой процесс регистрации, как мы помним, приводит к гибели нейтрона или к сильному изменению скорости и направления его движения. Остается последняя возможность — время движения нейтрона отсчитывать от момента его появления. Для того чтобы точно знать этот момент, необходимо создать условия, при которых нейтроны могут появляться только в течение очень коротких и вполне определенных интервалов времени. Иначе говоря, необходим импульсный источник нейтронов. Создать такой источник можно многими способами. Например, если нейтроны получаются при попадании быстрых ионов на мишень ускорителя, то с помощью специального устройства можно прерывать ионный пучок, так что ионы будут попадать на мишень не непрерывно, а лишь в пределах очень коротких интервалов времени, длительность которых можно довести до  $10^{-6}$ – $10^{-9}$  с. Если же исследуются нейтроны от ядерного реактора, то на пути выходящего из канала нейтронного пучка ставят быстро вращающийся толстый цилиндр с узкими щелями (рис. 45). Такой цилиндр выполняет роль затвора, открывающего нейтронный пучок на короткие промежутки времени, разделенные длительными периодами "молчания". И в том, и в другом случае мо-

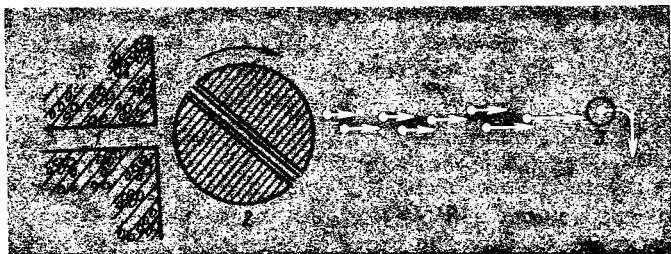


Рис. 45. Установка для измерения спектра нейтронов методом времени пролета:

1 — канал, выходящий из ядерного реактора; 2 — вращающийся цилиндр; 3 — детектор нейтронов

мент вылета нейтронов оказывается вполне определенным. Связав теперь отклоняющую систему ускорителя или механизм вращающегося цилиндра с временным анализатором, можно сделать так, чтобы в момент появления нейтронов начинался отсчет времени. Остальное уже совсем просто. Чем быстрее летит нейтрон, тем раньше он попадает в детектор, стоящий в конце пути. Импульсы от детектора поступают на временной анализатор. Если ширина каждого канала анализатора равна 1 мкс, а нейтрон зарегистрирован десятым каналом, значит, он летел от источника до детектора 10 мкс. Если при этом расстояние между источником и детектором составляет 100 м, то скорость нейтрона равна  $100:10^{-5} = 10^7$  м/с. Отсюда его энергия

$$E = mv^2/2 = 1,6 \cdot 10^{-27} \cdot 10^{14}/2 = 8 \cdot 10^{-14} \text{ Дж} = 500 \text{ кэВ}.$$

Таким образом, каждый канал временного анализатора регистрирует нейтроны какой-то одной, вполне определенной энергии, точнее — в некотором интервале энергий, характеризуемом началом и концом временного канала. Это позволяет одновременно измерять число нейтронов в различных энергетических интервалах. К тому же метод времени пролета — один из наиболее точных методов измерения энергии нейтронов. Поэтому несмотря на значительную сложность и относительно слабые потоки используемых нейтронов (ведь без прерывания пучка общий поток нейтронов был бы во много раз больше) метод времени пролета в настоящее время широко используется при различных исследованиях.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ  
ЗАРЯДОВ ЯДЕР И ЧАСТИЦЗАЧЕМ НУЖНО ИЗМЕРЯТЬ  
ЗАРЯДЫ?

Об измерении электрических зарядов ядер и элементарных частиц уже не раз говорилось выше. Первые оценки элементарного заряда были сделаны на основе постоянной Авогадро и законов электролиза Фарадея. Затем точное и прямое измерение заряда электрона произвел Милликен. Заряды ядер определили Резерфорд и Мозли. Благодаря их работам заряды ядер всех элементов в настоящее время известны вполне надежно и измерять их не имеет никакого смысла. То же можно сказать и о зарядах основных элементарных частиц — протона и электрона; здесь речь может идти лишь об уточнении уже имеющихся данных. Зато задача измерения заряда возникает каждый раз при изучении новых, неизвестных ранее частиц, открываемых в космических лучах или в излучении мощных ускорителей.

Заряд — одна из наиболее существенных характеристик частицы, определяющая ее вид, поэтому точное определение заряда представляет собой весьма актуальную задачу. Проще всего найти знак заряда: для этого не нужны точные количественные измерения, а достаточно лишь установить направление отклонения частицы магнитным полем. Несмотря на простоту эксперимента и качественный характер получаемой информации в ряде случаев сведения о знаке заряда могут привести к весьма важным выводам. Достаточно сказать, что именно таким образом Андерсон в 1932 году открыл новую частицу — положительно заряженный электрон (позитрон).

Гораздо сложнее найти абсолютное значение заряда. Здесь без сложных измерений и расчетов дело, как правило, не обходится, ибо отклонение частиц в магнитном и электрическом полях зависит, как было показано выше, не только от их заряда, но и от энергии или количества движения. Поэтому для определения заряда частицы приходится проводить не одно измерение, а несколько (например, измерять радиус траектории частицы в магнитном поле и, кроме того, независимыми методами — ее энергию и массу).

С измерением зарядов неизвестных частиц физикам пришлось столкнуться, в частности, при изучении осколков деления. Как отмечалось выше, при радиохимических опытах Ган и Штрассман убедились в том, что образующиеся при делении осколки являются ядрами других, более легких элементов. Но выводы, полученные на основе только одного, пусть даже очень точного измерения, нельзя считать бесспорными. Поэтому датский физик Лассен решил непосредственно измерить заряд осколков по их отклонению в магнитном поле. Его эксперимент заключался в следующем. Ускоренные на циклотроне ионы тяжелого водорода — дейтроны — направляли на бериллиевую мишень. Возникавшие в результате реакции  ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$  нейтроны попадали на расположенный рядом тонкий слой урана и вызывали деление его ядер. Осколки деления, описав в магнитном поле циклотрона дугу, через специальное окошко, закрытое очень тонкой фольгой, попадали в ионизационную камеру. Зная расположение отдельных узлов установки, можно без труда найти радиус траектории осколков, а затем с помощью формулы  $p = eBr$  вычислить отношение заряда к количеству движения. Теперь, чтобы определить заряд осколков, необходимо было независимым методом найти их количество движения. Это можно сделать, находя по амплитуде импульсов в ионизационной камере энергию осколков  $E_{\text{оск}}$ ; оценивая массу осколков  $M_{\text{оск}}$  как половину массы ядра урана, можно определить количество движения по обычной формуле

$$p = \sqrt{2E_{\text{оск}}M_{\text{оск}}}.$$

Какие же результаты получил Лассен? Если гипотеза Гана и Штрассмана правильна, то можно было ожидать, что средний заряд осколка окажется равным половине заряда ядра урана, т. е. 46; если же при облучении урана нейтронами образуются ядра трансурановых элементов, то заряд возникающих частиц должен быть больше 92. С этой точки зрения результат эксперимента Лассена был совершенно неожиданным: оказалось, что заряд образующихся при делении частиц равен 20–22 элементарным зарядам! Куда же исчезает половина заряда ядра урана? Или, быть может, ядро делится на четыре или пять осколков?

В действительности оказалось, что первоначальная точка зрения все же правильна, ядро урана делится только на два осколка. Но они получаются не "голыми", как  $\alpha$ -частицы, а увлекают за собой часть наиболее крепко связанных электронов с внутренних оболочек бывшего атома урана. Эти электроны частично компенсируют заряд ядра осколка (который действительно равен в среднем 46), поэтому заряд всего осколка оказывается в два с лишним раза меньше. В дальнейшем с уменьшением скорости осколок постепенно "обрастает" электронами, которые он захватывает при столкновениях с атомами среды; заряд его при этом снижается и, наконец, становится равным нулю — осколок превращается в нейтральный атом одного из элементов середины периодической системы.

#### ИЗМЕРЕНИЕ ЗАРЯДОВ ОЧЕНЬ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ

Если частицы летят со скоростью, близкой к скорости света, то определение их зарядов существенно упрощается. Из теории взаимодействия заряженных частиц с веществом следует, что в этом случае плотность ионизации вдоль следа частицы почти не зависит от ее энергии и массы, а целиком определяется ее зарядом, а именно: пропорциональна квадрату заряда частицы. Поэтому, измерив плотность ионизации, т. е. число проявленных зерен серебра или число капелек в камере Вильсона на 1 см следа, и сравнив полученные результаты с плотностью ионизации, создаваемой в той же среде очень быстрыми протонами, можно определить заряд частицы.

Так, если в фотоэмульсии замечен след, плотность которого в 36 раз больше плотности следа протона, то можно уверенно заключить, что этот след оставила частица с зарядом  $\sqrt{36} = 6$  единиц, т. е. ядро углерода. Этот метод широко применяется для исследования природы частиц космических лучей. При таких исследованиях фотопластинки поднимают в верхние слои атмосферы с помощью шаров-зондов или ракет, а после возвращения на Землю проявляют и рассматривают под микроскопом. В результате подобных экспериментов было установлено, что первичные космические лучи состоят примерно на 80% из протонов и на 20% из  $\alpha$ -частиц; очень редко в них встречаются ядра бора, углерода, азота, кислорода, а иногда и более тяжелых элементов.

Очень интересные и важные сведения были получены при изучении зарядов элементарных частиц (см. таблицу в приложении). Свойства этих частиц весьма различны: все они имеют разные массы; некоторые из них устойчивы, другие распадаются в ничтожные доли секунды, но электрические заряды всех элементарных частиц равны или нулю, или  $\pm 1$ . Именно единице, ни больше, ни меньше! Таким образом, заряд электрона действительно является элементарным зарядом, своеобразным квантом электричества, который невозможно дробить на более мелкие части. Впрочем, не будем делать слишком категоричных утверждений: ведь когда-то и атом считался неделимым.

С зарядом электрона тесно связано представление о его размере. Непосредственно радиус электрона никто не измерял, да и вряд ли это возможно сделать. Дело в том, что в настоящее время известен только один вид взаимодействия электронов с другими телами — через силы электрического и магнитного полей. Но эти силы плавно зависят от расстояния, поэтому ни одно из наблюдаемых явлений не может показать, где проходит граница электрона, да и есть ли она вообще. Может быть, электрон — это облачко с размытыми краями без резкой границы или, наоборот, "геометрическая точка", откуда выходят силовые линии электрического поля? Какое из этих представлений правильно, не удастся узнать до тех пор, пока не будет найдено явление, обусловленное какими-нибудь другими силами, отличными по своей природе от сил электромагнитного поля.

Однако при теоретическом рассмотрении некоторых вопросов удобно предположить, что электрон — это равномерно заряженный шарик радиусом  $r_e$ . Электрическая энергия такого шарика с точностью до числового коэффициента, близкого к единице, равна  $e^2/(4\pi\epsilon_0 r_e)$ . В то же время согласно теории относительности полная энергия любой частицы равна  $m_0 c^2$ . Приравнявая эти выражения, имеем

$$r_e = e^2 / (4\pi\epsilon_0 m_0 c^2).$$

Если в эту формулу подставить известные значения  $e$ ,  $m_0$  и  $c$ , то для  $r_e$  получим  $2,81 \cdot 10^{-15}$  м. Найденное таким образом значение  $r_e$  называют *классическим радиусом электрона*. Отметим еще раз, что  $r_e$  — условный параметр, полученный при определенных предположениях, а истинный размер электрона может оказаться совсем иным.

Итак, физики научились измерять заряды ядер и элементарных частиц, значения которых в единицах СИ записываются в виде чисел с восемнадцатью нулями перед первой значащей цифрой. Казалось бы, что можно еще желать? Но ведь человек никогда не останавливается на достигнутом. Непрерывно развивается теория, совершенствуется техника эксперимента, в результате чего становятся возможными новые исследования, новые открытия. В начале нашего века был впервые измерен электрический заряд ядра, что тогда представлялось чудом науки, а всего лишь 50 лет спустя американский физик Хофстедтер решил экспериментально изучить распределение заряда внутри ядра. Чтобы подчеркнуть необычность этой задачи, напомним, что объем ядра не превышает  $10^{-35}$  см<sup>3</sup>!

Зачем нужно было это исследование? Напомним, что заряд ядра связан с наличием в нем протонов. Поэтому сведения о распределении заряда дают нам информацию о структуре ядра, что очень важно для построения его теории. Не зная фактов, можно предполагать все, что угодно. Проще всего представить ядро в виде равномерно заряженного шарика, т. е. считать, что протоны в нем равномерно перемешаны с нейтронами. Но можно также предположить, что электростатические силы приведут к расталкиванию одноименно заряженных протонов, в результате чего они сконцентрируются у поверхности ядра и плотность зарядов в центре ядра будет ниже, чем у его поверхности. Как это ни странно, но оказалось возможным обосновать и противоположную точку зрения, согласно которой протоны должны концентрироваться в центре ядра. Итак, решающее слово должен был сказать эксперимент.

Эксперимент Хофстедтера (рис. 46) заключался в наблюдении рассеяния очень быстрых электронов энергиями сотни мегаэлектрон-вольт тонкими слоями различных веществ. В ходе эксперимента измеряли число электронов, рассеянных на тот или иной угол, для чего детектор электронов последовательно устанавливали в различные положения относительно образца. Результаты эксперимента представлялись в виде кривой зависимости числа зарегистрированных электронов от угла рассеяния.

Да, но причем здесь ядро и распределение зарядов в нем? Для того чтобы понять, как Хофстедтер анализировал резуль-



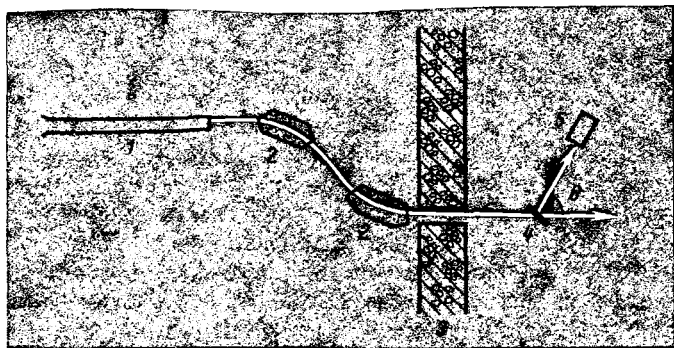


Рис. 46. Схема опыта Хофстедтера:

1 — линейный ускоритель электронов; 2 — отклоняющие магниты; 3 — бетонная защита; 4 — образец исследуемого материала; 5 — детектор

таты своих экспериментов, давайте немного порассуждаем.

Прежде всего необходимо отметить, что для очень быстрых электронов, падающих на мишень, электроны атомных оболочек не являются серьезной помехой. Другое дело тяжелое ядро, несущее сильно сконцентрированный заряд. Правда, и его быстрый электрон пронизывает насквозь, словно игла комков ваты, но все же сильное электрическое поле ядра может заставить электрон несколько отклониться в сторону.

Предположим сначала, что весь заряд ядра сосредоточен в точке, и рассмотрим несколько электронов, пролетающих на разных расстояниях от него. Чем ближе к ядру пролетает электрон, тем больше действующая на него сила и тем сильнее он отклоняется от первоначального направления движения (сплошные линии на рис. 47,а). Но совершенно ясно, что число электронов, пролетающих вдали от ядра, гораздо больше числа более "удачливых" электронов, пролетающих вблизи него. Поэтому число рассеяний на малые углы всегда будет больше, чем на большие. Вероятность рассеяния на тот или иной угол можно вычислить теоретически и изобразить зависимостью числа рассеянных частиц от угла рассеяния (сплошная линия на рис. 47,б).

Теперь рассмотрим другой случай, когда прежний заряд ядра не сконцентрирован в точке, а равномерно распределен по объему ядра, которое мы представим себе в виде маленькой сферы. Нетрудно сообразить, что траектории электронов, не пересекающих ядро, будут такими же, как и в предыдущем случае, поскольку внешнее поле заряженной сферы такое же, как у точечного заряда. В то же время траектории электронов, проле-

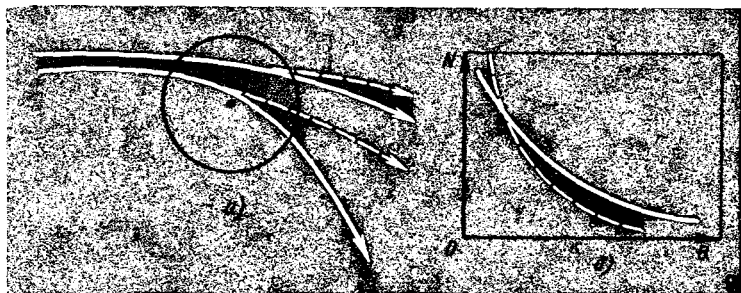


Рис. 47. Рассеяние электронов при различных распределениях электрического заряда в ядре:

*а* — траектории электронов; *б* — зависимость числа рассеянных электронов от угла рассеяния; сплошные линии соответствуют точечному заряду, пунктирные — заряду, распределенному по сфере

тающих сквозь ядро, существенно изменятся: внутри ядра каждый электрон будет отклоняться слабее, чем в предыдущем случае, так как теперь часть заряда будет тянуть его в противоположную сторону (пунктирные кривые на рис. 47, *а*). В результате вероятность рассеяния на малые углы окажется еще больше, чем в предыдущем случае, и кривая зависимости числа рассеянных частиц от угла станет падать еще более круто (пунктирная кривая на рис. 47, *б*). Точная форма этой кривой зависит от того, как распределен заряд внутри ядра. Можно рассчитать серию таких кривых при самых различных предположениях о характере распределения заряда, а потом, сравнивая их с результатами эксперимента, отобрать наилучшую, точнее всего совпадающую с экспериментальной, и таким образом узнать, какое из сделанных предположений ближе всего к истине.

В результате своих экспериментов Хофстедтер установил, что заряд в ядре распределен неравномерно. В средней части плотность заряда примерно постоянна, а у краев она постепенно уменьшается. Таким образом, ядро не имеет резкой границы. Поэтому оно похоже не на твердый шарик и не на каплю жидкости, а, скорее, на облачко с размытыми краями. Еще удивительнее было то, что аналогичный результат был получен Хофстедтером и для протона: его заряд (элементарный заряд!) также оказался "размазанным". Нечего и говорить о том, сколь важен этот результат для построения теории элементарных частиц.

## ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ

## ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ АТОМОВ

Заряд является важной, но не единственной характеристикой частицы. Выше отмечалось, что заряды всех элементарных частиц по абсолютному значению равны единице или нулю, поэтому, узнав заряд, еще ничего нельзя сказать о том, какая частица была зарегистрирована. То же самое относится и к ядру: заряд ядра указывает лишь на название химического элемента, но ничего не говорит о том, с каким изотопом этого элемента пришлось столкнуться. Значительно большую информацию о ядрах и частицах может дать измерение их массы.

Первая оценка массы атома оказалась возможной после того, как в результате кропотливых опытов Перрена было определено число атомов в моле. Следующий шаг был сделан Томсоном, разделившим изотопы неона и измерившим их массы. Дальнейшие задачи сводились к уточнению полученных результатов и к измерению масс всех известных ранее и вновь открываемых разновидностей ядер.

На первых порах каждый экспериментатор создавал сам для себя необходимые приборы, вкладывая в них максимум выдумки и виртуозного технического искусства. Так, Рамзей при определении атомной массы эманации радия создал весы, чувствительность которых намного превосходила чувствительность любых других весов в мире. Теперь же относительные массы атомов определяют на серийных заводских приборах, называемых *масс-спектрометрами* и *масс-спектрографами*. Работа как тех, так и других основана на уже известном принципе отклонения частиц в электрическом и магнитном полях. Различие заключается только в методе регистрации отклоненных частиц: в масс-спектрометре число ионов определяют по создаваемому ими току или по числу регистрируемых детектором электрических импульсов, а в масс-спектрографе — по степени почернения фотопластины.

Перед началом работы прибор градуируют, пуская в него ионы известной массы (например, ионы углерода) и подбирая напряженность магнитного поля так, чтобы эти ионы попадали в регистрирующую систему. Затем в тот же прибор вводят ионы исследуемого вещества. Для того чтобы они попали в регистри-

рующую систему, напряженности полей приходится изменять. А так как степень отклонения частиц в электрическом и магнитном полях обратно пропорциональна их массам, то по результатам эксперимента можно непосредственно узнать, во сколько раз масса исследуемых атомов отличается от массы атомов углерода, и тем самым определить атомную массу вещества.

Точный расчет и тщательное изготовление позволили создать масс-спектрометры и масс-спектрографы очень высокой разрешающей способности. В настоящее время массы атомов известны с такой точностью, что абсолютная погрешность в большинстве случаев не превышает нескольких единиц в шестой значащей цифре. Этой точности можно позавидовать и при многих измерениях в мире больших масштабов. Ведь если бы с такой же точностью была измерена масса легкового автомобиля, то погрешность не превышала бы нескольких граммов, т. е. была бы меньше, чем масса грязи на его колесах!

## ИЗМЕРЕНИЕ МАСС НОВЫХ ЧАСТИЦ

В середине 30-х годов физики знали, что вещество состоит из частиц трех видов: электронов, протонов и нейтронов. Кроме того, были известны положительные электроны — позитроны,  $\gamma$ -кванты, которые в некотором смысле тоже можно отнести к частицам, и высказывались предположения об образовании при  $\beta$ -распаде особых нейтральных частиц — нейтрино. Вот, казалось бы, и все "кирпичики" Вселенной. Более того, поскольку строение всех существующих тел и все известные явления можно объяснить только этими частицами, можно было предположить, что для других частиц и места в природе нет.

И вот в 1936 году Андерсон и Неддермейер, продолжая исследования космических лучей, в ходе которых за пять лет до этого был открыт положительно заряженный электрон (позитрон), обнаружили частицы, очень похожие на электроны, но в то же время отличающиеся от них. Андерсон и Неддермейер использовали в своих экспериментах камеру Вильсона, помещенную в сильное магнитное поле и перегороденную посередине пластинкой свинца или какого-нибудь другого металла. Наблюдая изменение кривизны траектории частиц до и после пластинки, можно было определять потери количества движения,

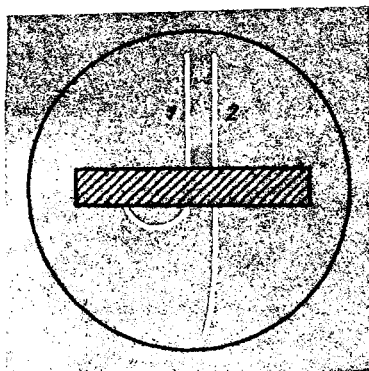


Рис. 48. Следы электрона (1) и мюона (2) в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле

связанные с торможением частиц в свинце. Как уже отмечалось, при больших энергиях электроны теряют энергию в основном при генерации тормозного излучения. Так как масса электрона мала, при взаимодействии с ядром он должен испытывать сильное торможение, в результате чего возникающее излучение оказывается весьма интенсивным и уносит значительную долю энергии. Поэтому кривизна следа электрона до и после пластинки должна сильно различаться (рис. 48).

В некоторых случаях Андерсон и Неддермейер отмечали на своих фотографиях именно такую картину. Однако в других случаях кривизна следов почти не изменялась даже после пластинки платины толщиной 1 см. Столь высокая проникающая способность частиц говорила о том, что они крайне "неохотно" теряют энергию на излучение, откуда можно было заключить, что их масса значительно больше массы электрона. В то же время плотность их следов была такой же, как у электронов; это говорило о том, что их электрический заряд по абсолютному значению равен элементарному заряду. Что же это за частицы? Может быть, протоны? Для ответа на этот вопрос надо было точно измерить их массу.

Затруднения при решении данной задачи были связаны с тем, что, как можно заметить из предыдущего, ни одна из наблюдаемых непосредственно в эксперименте величин (радиус траектории, плотность следа, длина пробега, амплитуда импульса и другие) не зависит только от массы частицы. Поэтому, чтобы определить массу, необходимо измерять каждый раз по крайней мере две из этих величин. Но это-то и связано с определенными трудностями, так как требования к условиям эксперимента оказываются различными. В самом деле, если частица не очень быстрая, то длину ее пробега измерить просто, но радиус траектории определяется не очень точно, так как медленные частицы легко сбиваются с дороги встречными атомами и их след получается с изломами. Напротив, быстрые частицы дают плавные

траектории, радиус кривизны которых измерить легко, но длина пробега их настолько велика, что в камере Вильсона она не укладывается. Поэтому одна из первых установок для определения массы частиц космических лучей состояла из двух камер Вильсона, расположенных одна под другой. Первая из них помещалась в магнитном поле, а во вторую вносилось несколько тонких пластин свинца. Свинец во много раз сильнее тормозит частицы, чем воздух, но и в этом случае частица могла пройти насквозь, например, четыре пластины и остановиться в пятой. Таким образом, установка позволила по радиусу траектории в первой камере определить количество движения частицы и одновременно с помощью второй камеры — длину ее пробега в свинце. Отсюда уже можно было найти и массу частицы.

Результат эксперимента был крайне неожиданным: масса проникающих частиц космических лучей оказалась больше массы электрона, но только лишь примерно в 200 раз, тогда как протон тяжелее электрона в 1836 раз. Ничего другого не оставалось, как признать существование новой частицы, занимающей промежуточное положение между электроном и протоном. Эту частицу называют теперь мюоном\*.

Поскольку нигде, кроме космических лучей, мюоны первоначально не обнаруживались, а на разных расстояниях от поверхности Земли их потоки были различными, можно было предположить, что они нестабильны и со временем превращаются в какие-то другие частицы. И в самом деле, очень скоро при изучении следов мюонов в фотозмульсиях было обнаружено, что они распадаются с испусканием электрона и, вероятно, двух нейтрино. Обозначив мюон буквой  $\mu$ , а нейтрино  $\nu$ , можно представить процессы распада мюонов (которые, как оказалось, бывают и положительными, и отрицательными) схемами

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + 2\nu; \quad \mu^- \rightarrow e^- + 2\nu$$

(здесь плюс и минус обозначают знак электрического заряда частиц).

Изучение распада мюона позволило уточнить его массу. Действительно, мюон при распаде превращается в электрон и два нейтрино. Масса электрона  $m_e$  составляет около  $1/200$  массы мюона. Немного позже будет рассказано о том, как была оценена масса нейтрино. Забегая вперед, отметим, что масса

---

\* Первоначально эту частицу называли  $\mu$ -мезоном, но теперь термин "мезон" употребляется для названия другого класса частиц.

нейтрино во много раз меньше массы электрона. Значит, суммарная масса образующихся частиц, по крайней мере, гораздо меньше массы мюона. Но тогда куда же девается основная часть этой массы? Ответ на данный вопрос подсказывает теория относительности: разность масс мюона и образующихся при его распаде частиц переходит в кинетическую энергию последних. Эту энергию легко найти с помощью известной формулы Эйнштейна  $\Delta E = \Delta(m c^2)$ , которая применительно к данному случаю запишется так:

$$E_e + 2E_\nu = [m_\mu - (m_e + 2m_\nu)] c^2.$$

Так как масса нейтрино во много раз меньше массы электрона, величиной  $m_\nu$  в этой формуле можно пренебречь и тогда

$$E_e + 2E_\nu = (m_\mu - m_e) c^2.$$

Энергию электрона найти просто, хотя бы по длине его пробега в фотоэмульсии. Зарегистрировать нейтральные частицы — нейтрино, а тем более измерить их энергию оказалось невозможным. Но, проведя много экспериментов, в каждом из которых измерялась энергия электронов, установили, какую максимальную энергию может получить электрон при распаде мюона. Нетрудно догадаться, что максимальную энергию электрон получает в том случае, когда оба нейтрино вылетают по отношению к нему строго в противоположную сторону. Из закона сохранения количества движения  $2p_\nu$  должно равняться количеству движения электрона:

$$p_e = 2p_\nu,$$

а так как при больших энергиях количество движения любых частиц связано с их энергией отношением  $E = pc$ , максимальная энергия электрона точно равна энергии обоих нейтрино:

$$(E_e)_{\text{макс}} = 2E_\nu.$$

Поэтому написанное выше соотношение для массы мюона можно окончательно переписать следующим образом:

$$2(E_e)_{\text{макс}} = (m_\mu - m_e) c^2.$$

Теперь в нем все величины, кроме массы мюона, уже известны. Многочисленные измерения энергии распада мюонов позволили установить, что их масса равна приблизительно 207 массам электрона.

В 1946—1947 годы советские физики А. И. Алиханов и А. И. Алиханьян также при исследовании космических лучей методом отклонения в магнитном поле получили данные, указывающие на существование частиц больших масс, чем масса мюона, причем некоторые из них были даже тяжелее протона. В последующие годы было установлено существование целой серии новых, неизвестных до этого частиц. Так, в 1947 году Пауэл в космических лучах, а в следующем году Гарднер и Лэттес в излучении ускорителя обнаружили частицы массой около 270 масс электрона. Эти новые частицы стали называть *π-мезонами*, или *пионами*. Затем были открыты *K-мезоны* массой около  $970m_e$ . Подтвердилось и существование частиц, масса которых превышает массу протона, — так называемых *гиперонов*. Приведенная в приложении таблица отражает современные сведения об основных элементарных частицах. Поиски новых частиц продолжаются и поныне, так что скоро эту таблицу придется, по всей вероятности, расширить еще больше.

Из предыдущего ясно, что открытие каждой новой частицы неотделимо от измерения ее массы, поэтому данной проблеме постоянно уделяется большое внимание; для измерений массы используются все средства современной экспериментальной техники. Пузырьковую камеру очень удобно применять в сочетании с магнитным полем, что позволяет по одному снимку определить и длину пробега, и радиус траектории частицы. При измерении масс частиц широко используются и другие экспериментальные средства, о которых речь шла выше: фотоэмульсии, камеры Вильсона, системы счетчиков в комбинации с мощными магнитами; расчеты проводят на основе соотношения Эйнштейна. Таблица элементарных частиц показывает, сколь велики достигнутые к настоящему времени успехи в "охоте" за новыми элементарными частицами.

#### ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ НЕЙТРОНА

Открытый Чедвиком в 1932 году нейтрон назван так потому, что он электрически нейтрален. По этой же причине нейтроны не отклоняются в магнитном поле и не оставляют следов в камере Вильсона или в фотоэмульсии. Впрочем, при попадании быстрых нейтронов в камеру Вильсона или в фотоэмульсию можно наблюдать следы ядер



отдачи. Данное обстоятельство и было использовано Чедвиком для первого измерения массы нейтрона.

Вычислим энергию ядра, которую оно приобретает при лобовом попадании в него быстрой частицы. Обозначим массы ядра и частицы  $M$  и  $m$ , а их скорости после столкновения  $u$  и  $v$  соответственно.

Скорость частицы до удара  $v_0$  связана с ее начальной энергией обычным соотношением  $E_0 = m v_0^2/2$ . Закон сохранения энергии для нашего случая запишется в следующем виде:

$$m v_0^2/2 = m v^2/2 + M u^2/2.$$

Одновременно должен соблюдаться и закон сохранения количества движения:

$$m v_0 = m v + M u.$$

Исключая из этих равенств скорость частицы после столкновения, получаем

$$u = v_0 [2m/(m + M)],$$

откуда энергия ядра отдачи

$$E = \frac{M u^2}{2} = \frac{M}{2} \frac{4m^2}{(m + M)^2} v_0^2 = \frac{4mM}{(m + M)^2} E_0.$$

Если начальная энергия частицы  $E_0$  известна, а энергия ядра отдачи измерена экспериментально, то определение массы частицы  $m$  не составляет никакого труда. Однако на первых порах энергию нейтронов измерять не умели. Значит, ее надо было исключить. Это можно было сделать, проведя измерения энергии, передаваемой нейтронами ядрам двух различных элементов, для чего требовалось провести два последовательных эксперимента с одним и тем же источником нейтронов и разными газами в камере Вильсона. Обозначив массы атомов взятых газов  $M_1$  и  $M_2$ , а их энергии после лобового столкновения с нейтронами  $E_1$  и  $E_2$ , напишем два соотношения:

$$E_1 = \frac{4mM_1}{(m + M_1)^2} E_0; \quad E_2 = \frac{4mM_2}{(m + M_2)^2} E_0.$$

Деля первое из них на второе и решая полученное уравнение относительно  $m$ , получаем

$$m = (M_1 \sqrt{E_1 M_2} - M_2 \sqrt{E_2 M_1}) / (\sqrt{E_2 M_1} - \sqrt{E_1 M_2}).$$

Эта формула позволяет по известным значениям  $M_1$  и  $M_2$  и измеренным  $E_1$  и  $E_2$  найти массу нейтрона. В результате анализа данных проведенных экспериментов Чедвик убедился в том, что масса нейтрона примерно равна массе протона. Последующие более точные измерения, основанные на обработке результатов исследований различных ядерных реакций, показали, что в действительности нейтрон немного тяжелее протона, но различие их масс весьма мало — в массовых единицах, о которых шла речь в начале книги, масса протона  $m_p = 1,00727647$ ; масса нейтрона  $m_n = 1,00866501$ .

### ЧЕМУ РАВНА МАССА НЕЙТРИНО?

Прежде всего отметим, что нейтрино долгое время называли гипотетической частицей. Этими словами подчеркивали тот факт, что в ядерную физику понятие нейтрино было введено не на базе прямых экспериментальных данных, а на основании предположения, гипотезы. Вкратце дело сводилось к следующему.

Согласно соотношению Эйнштейна выделяющаяся при  $\beta$ -распаде энергия должна определяться разностью масс исходного и конечного атомов:

$$E_\beta = (M_1 - M_2) c^2.$$

Так как для каждого конкретного случая значения масс  $M_1$  и  $M_2$  вполне определенные, значение  $E_\beta$  тоже должно быть вполне определенным. Другими словами, следовало ожидать, что при  $\beta$ -распаде все электроны имеют одну и ту же энергию (как  $\alpha$ -частицы при  $\alpha$ -распаде). Однако эксперимент показал, что энергетический спектр  $\beta$ -частиц — непрерывный, причем  $\beta$ -частицы имеют энергии от нуля до максимального значения, равного как раз  $E_\beta$ .

Но если электрон может вылетать с энергией меньшей, чем  $E_\beta$ , то куда же денется остальная часть энергии? Может быть, при  $\beta$ -распаде кроме электронов испускаются еще какие-нибудь частицы, например  $\gamma$ -кванты, которые и уносят остальную часть энергии? Для проверки этого предположения и послужил эксперимент с калориметром, упоминавшийся ранее. В массивных стенках калориметра должна поглощаться излучение всех известных видов. Для проверки проводились измерения с препаратами  $^{210}\text{Bi}$ , при  $\beta$ -распаде которого  $\gamma$ -кванты вообще

не образуются. Разделив выделившееся в калориметре количество теплоты на число распадов в образце, мы должны получить полную энергию  $\beta$ -распада, а не только энергию  $\beta$ -частиц. Но как это ни странно, эксперимент с калориметром дал тот же результат, что и эксперимент по прямому измерению энергии  $\beta$ -частиц: средняя энергия распада оказалась меньше, чем следует из убыли массы ядра. Оставалось предположить, как это и сделал Паули, что при  $\beta$ -распаде возникает какая-то совершенно особая частица, способная свободно проникать через толстые стенки калориметра. Если такая частица действительно существует, то она заведомо нейтральна, так как любая заряженная частица неизбежно теряла бы свою энергию на возбуждение и ионизацию атомов. Но это и не нейтрон, так как убыль массы при  $\beta$ -распаде ( $M_1 - M_2$ ) в сотни раз меньше массы нейтрона. Вот эта неведомая нейтральная частица, очень легкая и неуловимая, и получила название *нейтрино*.

Дальнейшие исследования показали, что нейтрино — очень странная частица. Она почти не взаимодействует с веществом, поэтому и в очень плотных средах может проходить громадные расстояния: даже земной шар для нейтрино не является серьезной помехой! Неудивительно, что зарегистрировать нейтрино долгое время не удавалось: ведь в любом случае регистрация частиц основана на их взаимодействии с веществом. На первых порах только косвенные эксперименты советского физика А. И. Лейпунского и американского ученого Аллена говорили о том, что нейтрино, по-видимому, действительно существуют. И только в 50-х годах Рейнесу и Коуэну удалось впервые зарегистрировать отдельные случаи взаимодействия нейтрино с протонами.

Как же можно говорить об определении массы этих неуловимых частиц? Оказывается, можно, хотя в данном случае речь идет лишь о косвенной и весьма приближенной ее оценке.

Разрабатывая теорию  $\beta$ -распада, Ферми вывел формулу, очень хорошо описывающую форму наблюдаемого спектра  $\beta$ -частиц. В эту формулу в качестве одного из параметров входит масса нейтрино  $m_\nu$ . Однако основная часть  $\beta$ -спектра очень слабо зависит от  $m_\nu$ ; ее влияние сказывается лишь на самом конце спектра, там, где энергии электронов  $E_e$  приближаются к  $E_\beta$ . При этом если  $m_\nu = 0$ , то кривая спектра должна плавно подходить к оси абсцисс, пересекая ее в точке  $E_e = E_\beta$ . Если же  $m_\nu \neq 0$ , то в конце кривой должен получиться резкий загиб вниз, причем максимальная энергия электронов в этом случае  $E'_\beta$  должна быть меньше вычисленного заранее значения  $E_\beta$ .

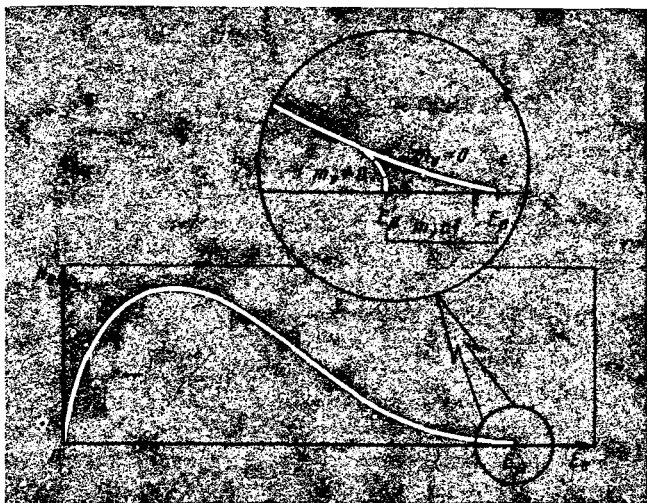


Рис. 49. Энергетический спектр электронов при  $\beta$ -распаде:

сверху в круге изображен в сильно увеличенном виде конец спектра при двух различных предположениях о массе нейтрино

точно на энергию покоя нейтрино  $m_{\nu}c^2$ , и, стало быть, чем больше масса нейтрино, тем сильнее это различие (рис. 49). Теперь остается лишь экспериментально изучить форму  $\beta$ -спектра и ответ на поставленный вопрос будет найден. Но вот в этом-то и заключается камень преткновения. Дело в том, что близость кривой к оси абсцисс означает, что число электронов с энергиями, близкими к  $E_{\beta}$ , очень невелико. Поэтому снять с достаточной точностью самый конец  $\beta$ -спектра крайне трудно, тем более если учесть действие различных посторонних факторов, мешающих проведению эксперимента. Но кое-что все же сказать можно. Если масса нейтрино и не равна нулю, то, по крайней мере, она не больше  $10^{-4}$  массы электрона, иначе обрыв спектра был бы замечен при современном уровне экспериментальной техники. Некоторые другие соображения говорят как будто о том, что масса нейтрино точно равна нулю. В то же время недавно появилось сообщение о том, что группой московских физиков был осуществлен эксперимент, показавший, что масса нейтрино хотя и очень мала, но все же отличается от нуля. Если данный результат будет подтвержден другими исследователями, то потребуются пересмотр многих современных теорий. Но окончательно этот вопрос пока не решен.

## ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ

ЗАЧЕМ В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ  
НУЖНО ИЗМЕРЯТЬ ВРЕМЯ?

Любой процесс в природе протекает во времени, имеет определенную продолжительность, будь то падение камня, обмен химических веществ в живой клетке или развитие звездных систем. Длительность процесса представляет собой одну из важнейших характеристик, определяющих всю картину явления. Если поджечь лежащую на століке небольшую кучку пороха, то она относительно спокойно сгорит, не причинив никому никакого вреда. Но если тот же порох поджечь в закрытой камере, то процесс горения будет продолжаться лишь малую долю секунды, а это уже взрыв. Или: цилиндр быстро скатится с наклонной доски, но если ту же доску смазать какой-нибудь вязкой жидкостью, то цилиндр будет скатываться гораздо дольше.

Как в том, так и в другом примере время протекания процесса может служить количественной характеристикой взаимосвязи рассматриваемого процесса с окружающими предметами. Второй из этих примеров очевиден: ведь и ребенку ясно, что клейкая жидкость будет стремиться удержать цилиндр на доске. Иначе говоря, сила трения увеличится, скатывающая сила уменьшится, следовательно, ускорение станет меньше, а время протекания процесса — больше. Здесь мы детально представляем себе механизм всего процесса и можем заранее предугадать, как он будет протекать во времени.

В ядерной физике, как правило, приходится идти в обратном направлении: по наблюдаемым внешним характеристикам процессов пытаться воссоздать в воображении их механизм. Если будет известно, сколько времени длится столкновение нуклонов, сколько времени проходит между попаданием нейтрона в тяжелое ядро и распадом последнего, то это даст нам косвенные сведения о свойствах ядерных сил, механизме ядерных реакций, т. е. как раз ту информацию, которая столь необходима для построения теории ядра.

Кроме того, часто необходимо иметь представление о характере протекания ядерных процессов во времени и с чисто практической точки зрения. Сколько времени просуществует радиоактивный препарат? Сколько времени нужно выдержать за

защитой извлеченную из реактора радиоактивную деталь, пока ее активность не уменьшится до безопасного уровня? Такие "сколько" можно задавать десятки раз, и на каждое из них необходим точный ответ.

Вот почему физикам-ядерщикам приходится сталкиваться с измерением времени.

## ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРИОДОВ ПОЛУРАСПАДА

Что такое период полураспада?

Напомним закон уменьшения числа ядер радиоактивного препарата во времени:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t).$$

Здесь  $N$  — число ядер, сохранившихся к моменту времени  $t$ ;  $N_0$  — первоначальное число ядер;  $\lambda$  — постоянная распада, характеризующая скорость распада ядер данного вещества. Определяемую этим законом зависимость числа остающихся в препарате ядер от времени можно изобразить графически; при этом получается характерная кривая, называемая *экспонентой* (рис. 50). Как видно, с течением времени число ядер в препарате, непрерывно убывая, стремится к нулю, однако последние ядра в препарате распадутся лишь спустя очень долгое время после начала эксперимента.

Теперь постараемся найти время, в течение которого число ядер в препарате уменьшается ровно в 2 раза. Выберем произвольный момент времени  $t_1$ . Число ядер в образце в этот момент времени

$$N_1 = N_0 \exp(-\lambda t_1).$$

Пусть к моменту времени  $t_2$  число ядер уменьшится в 2 раза и станет равным  $N_1/2$ . Тогда

$$N_1/2 = N_0 \exp(-\lambda t_2).$$

Т а б л и ц а 4. Периоды полураспада некоторых радиоактивных веществ

Ядро	Период полураспада $T$	Ядро	Период полураспада $T$
$^{238}\text{U}$	$4,5 \cdot 10^9$ лет	$^{24}\text{Na}$	15 ч
$^{226}\text{Ra}$	1600 лет	$^{212}\text{Po}$	$3 \cdot 10^{-7}$ с
$^{124}\text{Sb}$	60 дней		

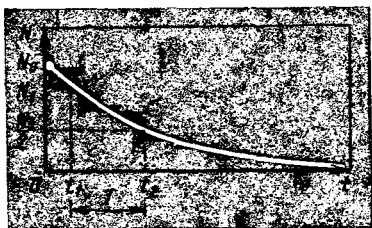


Рис. 50. Уменьшение во времени числа ядер радиоактивного вещества при распаде

Разделив первое из этих равенств на второе, получим  $2 = \exp[\lambda(t_2 - t_1)]$ . Здесь разность  $t_2 - t_1$ , которую для краткости обозначим буквой  $T$ , выражает время, которое требуется для уменьшения числа ядер в 2 раза. Логарифмируя последнее выражение и помня, что  $\ln e^x = x$ , находим

$$T = (\ln 2)/\lambda.$$

Эта величина и называется *периодом полураспада*.

Отметим, что  $T$  не зависит от  $t_1$ , т. е. когда бы мы ни начали измерение, все равно по прошествии времени  $T$  число ядер сократится ровно в 2 раза. Таким образом, период полураспада является важной константой, характеризующей свойства радиоактивного вещества. Периоды полураспада радиоактивных веществ могут иметь самые различные значения, некоторые из них приведены в табл. 4.

Как же измеряют периоды полураспада? Проще всего измерить их для таких веществ, которые "живут" от нескольких минут до нескольких дней. В этом случае изучаемый образец кладут под счетчик и, глядя на секундомер, через одинаковые интервалы времени (например, через 5 мин) отмечают число отсчетов, регистрируемых счетчиком в течение определенного интервала времени (например, за 1 мин). Очевидно, что чем меньше ядер остается в образце, тем меньше в нем будет происходить распадов. Поэтому число отсчетов счетчика в единицу времени уменьшается по тому же самому экспоненциальному закону, по которому уменьшается число радиоактивных ядер в образце. Остается только определить, за какое время скорость счета уменьшится в 2 раза. Это и будет искомый период полураспада.

## ВЕК—МГНОВЕНИЕ

Да, но что делать, если период полураспада очень велик, например такой, как у урана? Так как число ядер урана уменьшается наполовину только за 4,5 миллиарда лет, не только за час или за год, но даже за целую жизнь человека первоначально взятое количество этого элемента изме-

нится столь мало, что заметить это совершенно невозможно. По этой причине не изменится практически и число распадов, происходящих в куске урана в единицу времени. В масштабе *времени жизни* урана наш век — всего лишь короткое мгновение! Отсюда ясно, что описанный выше способ измерения периодов полураспада для таких элементов, как уран и радий, совершенно неприменим и надо искать другие пути.

Прежде всего выясним физический смысл постоянной распада  $\lambda$ . Как следует из полученной выше формулы, постоянная распада обратно пропорциональна периоду полураспада. Таким образом, чем быстрее распадается радиоактивное вещество, т. е. чем меньше его период полураспада, тем больше постоянная распада  $\lambda$ . В результате  $\lambda$  пропорциональна числу распадов в образце за 1 с. В то же время число распадов пропорционально числу ядер в образце  $N$ . Таким образом, число распадов в образце за 1 с  $\mathcal{A}$  пропорционально произведению  $\lambda N$ . Более строгие рассуждения с привлечением высшей математики и теории вероятностей показывают, что  $\mathcal{A}$  точно равно этому произведению, т. е.  $\mathcal{A} = \lambda N$ . Вот это соотношение и позволяет определить период полураспада таких элементов, как уран. В самом деле, всегда можно определить число ядер в образце  $N$  и с помощью счетчиков — число распадов в нем за 1 с  $\mathcal{A}$ . Разделив одну из этих величин на другую, найдем постоянную распада  $\lambda$ , а по ней — и период полураспада  $T$ . Давайте проследим на конкретном примере, как это делается.

Предположим, что приготовленный образец содержит  $10^{-4}$  г урана (как готовят и взвешивают такие образцы, говорилось выше). По формулам из гл. 2 находим число ядер в этом образце:

$$N = 6,02 \cdot 10^{23} (m/\mu) = 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 10^{-4} / 238 = 2,55 \cdot 10^{17}.$$

Для того чтобы регистрировать каждый распад, происходящий в нашем образце, поместим его внутрь пропорционального счетчика. Если бы мы действительно приготовили такой урановый образец и поместили его в счетчик, то в течение 10 мин было бы зарегистрировано примерно 730 отсчетов. Значит, за 1 с число распадов в образце составляло бы в среднем

$$\mathcal{A} = 730 / (10 \cdot 60) = 1,22 \text{ расп./с.}$$

Отсюда

$$\lambda = \mathcal{A} / N = 1,22 / (2,55 \cdot 10^{17}) = 4,78 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$$



и

$$T = (\ln 2)/\lambda = 0,693/(4,78 \cdot 10^{-18}) = 1,45 \cdot 10^{17} \text{ с.}$$

Так как один год содержит  $60 \cdot 60 \cdot 24 \cdot 365 \approx 3,15 \cdot 10^7$  с, период полураспада урана по результатам нашего воображаемого эксперимента

$$T = 1,45 \cdot 10^{17} / (3,15 \cdot 10^7) \approx 4,6 \cdot 10^9 \text{ лет,}$$

что очень близко к принимаемому в настоящее время значению  $T = 4,5 \cdot 10^9$  лет.

Знание периодов полураспада урана, тория и других долгоживущих радиоактивных веществ позволяет определить возраст Земли, или, по крайней мере, ее внешней оболочки, или же, еще точнее, — урановой руды, добываемой на рудниках в числе других горных пород. Известно, что в результате серии последовательных распадов уран превращается в конце концов в стабильный элемент свинец. Эксперимент показывает, что в урановой руде действительно всегда есть свинец. Так как время всех превращений, следующих за распадом урана, ничтожно мало по сравнению с грандиозным периодом полураспада самого урана, этим временем можно пренебречь и считать, что уран сразу превращается в свинец: ведь самый большой период полураспада из всех продуктов урана составляет всего каких-нибудь 270 тысяч лет! Обычно предполагают, что в момент образования руды свинца в ней не было. В этом случае если количества урана и свинца в руде одинаковы, то с момента образования руды прошел ровно один период полураспада урана, т. е. возраст руды составляет  $4,5 \cdot 10^9$  лет. В действительности свинца оказывается меньше, чем урана, поэтому возраст урановых руд оценивается обычно от  $0,5 \cdot 10^9$  до  $1,5 \cdot 10^9$  лет.

Очень интересное применение нашло другое радиоактивное вещество — неустойчивый изотоп углерода  $^{14}\text{C}$ , имеющий период полураспада около 5685 лет. Этот изотоп непрерывно образуется в земной атмосфере из азота под влиянием космических лучей. По всей вероятности, интенсивность космических лучей остается постоянной на протяжении многих тысячелетий. Значит, образование и распад ядер  $^{14}\text{C}$  также на протяжении многих тысяч лет идут с постоянной скоростью, в результате чего на Земле давно установилась определенная концентрация этого изотопа по отношению к обычному изотопу углерода  $^{12}\text{C}$ . В природе углерод находится в непрерывном кругообращении: из атмосферы он в виде углекислого газа поглощается

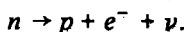
растениями, затем переходит в организмы животных, а потом вместе с выдыхаемым воздухом поступает обратно в атмосферу. В результате такого обмена во всех живых организмах, в том числе и в Вашем организме, уважаемый читатель, концентрация радиоактивного углерода оказывается такой же, как и в атмосфере. Эта концентрация не так уж мала: в каждом грамме обычного углерода за счет имеющихся ядер  $^{14}\text{C}$  происходит около 15 распадов за 1 мин. Такую активность можно обнаружить экспериментально.

После смерти организма обмен углерода с внешней средой прекращается и количество радиоактивного углерода в его останках начинает постепенно уменьшаться. Поэтому концентрация ядер  $^{14}\text{C}$  в предметах, извлекаемых из древних захоронений, гораздо меньше, чем в живых организмах, и по их различию можно определить возраст захоронения, подобно тому как немного ранее мы оценили возраст минералов. Описанный метод определения возраста могил был успешно проверен по куску кипариса, извлеченному из гробницы египетского фараона Снофру. Из других источников было известно, что этот фараон жил примерно 4600 лет назад. Такой же результат получился и при радиологическом анализе куска кипариса, причем возможные погрешности не превышали 7%. Теперь подобным методом определяют возраст захоронений до 40 тысяч лет, и для анализа достаточно иметь образец, содержащий всего около 1 г углерода.

Так ядерная физика помогает археологии, хотя, на первый взгляд, между этими науками нет ничего общего.

## РАДИОАКТИВНОСТЬ СВОБОДНОГО НЕЙТРОНА

Нейтрон немного тяжелее протона. Правда, разница масс этих частиц очень мала, но все же она больше массы электрона. Поэтому теоретики предсказали возможность  $\beta$ -распада нейтрона, в результате которого он должен превращаться в протон, электрон и нейтрино:



Экспериментальной проверкой этого предположения занималась и группа советских физиков, руководимая П. Е. Спиваком.

Основная трудность задачи была связана с изготовлением нейтронного "образца". Дело в том, что нейтроны нельзя запастись и хранить как какую-нибудь жидкость в бутылке. Из какого бы материала ни был сделан чехол, нейтроны в нем не задержатся: они будут или поглощаться стенками сосуда, или пройдут через него насквозь, словно мелкий песок через редкое решето. Нельзя запастись нейтроны и непосредственно в веществе, так как в самом лучшем случае нейтрон успевает просуществовать около  $10^{-3}$  с, после чего его захватит какое-нибудь ядро и он выйдет из игры. За столь короткий срок нейтрон не успеет распасться, поэтому, наблюдая нейтроны в веществе, ничего нельзя сказать о том, могут они распадаться или нет. В последние годы физики научились накапливать очень медленные, так называемые ультрахолодные, нейтроны в специальных полостях, где они живут гораздо дольше — до нескольких десятков секунд. Однако, как оказалось, и это время значительно меньше времени жизни свободного нейтрона.

Чтобы выйти из этого затруднения, было решено наблюдать распад нейтронов на лету. Мощный пучок нейтронов из реактора выпускали в трубу, из которой был выкачан воздух. Вне пучка в трубу помещали электрод, на который подавали высокий положительный потенциал. С противоположной стороны пучка был помещен пропорциональный счетчик с окошком, затянутым очень тонкой пленкой. Расчет авторов эксперимента был прост: если летящий нейтрон распадется около высоковольтного электрода, то мощное электрическое поле отбросит образовавшийся протон в сторону, и если он через окошко попадет внутрь счетчика, то в последнем возникнет электрический импульс. Нейтроны летят очень быстро. Даже тепловые нейтроны имеют скорость, раза в три превышающую скорость винтовочной пули. Однако при постоянной плотности нейтронного пучка около высоковольтного электрода находится одно и то же число нейтронов  $N$ , которое нетрудно определить. Это позволяет, используя зарегистрированное счетчиком число распадов  $\mathcal{A}$ , по известной формуле  $\mathcal{A} = \lambda N$  найти постоянную распада нейтрона  $\lambda$  и его период полураспада  $T$ . Результаты экспериментов П. Е. Спивака показали, что нейтроны действительно распадаются, причем их период полураспада оказался очень близким к 12 мин, что во много раз больше времени жизни нейтрона в любом веществе. Следовательно, практически все нейтроны заканчивают свое свободное существование в веществе попаданием в какое-нибудь ядро, а  $\beta$ -распадом свободного нейтрона обычно можно пренебречь.

Для измерения очень коротких периодов полураспада не годится ни один из описанных выше методов. Если период полураспада вещества близок к 1 мин, то еще можно успеть положить приготовленный образец под счетчик и сделать несколько измерений числа приходящих импульсов по 5 с каждое, чтобы потом определить период полураспада обычным способом. Если период полураспада окажется порядка 10 с, то подобным образом его удастся только оценить: ведь надо успевать не только включать и выключать счетчик, но и записывать его показания. А что делать, если период полураспада близок к 1 с или 0,1 с? О какой серии измерений здесь может идти речь? Но ведь существуют вещества с гораздо меньшими временами жизни:  $10^{-4}$ ,  $10^{-6}$  с и даже еще меньше. Как же измеряют столь короткие периоды, по сравнению с которыми даже секунда — целая вечность?

Прежде всего заметим, что и образец-то из столь короткоживущих веществ приготовить нельзя: все ядра в нем будут распадаться непосредственно в момент изготовления. Отсюда следует, что распад данного вещества придется изучать одновременно с его приготовлением. Так, если короткоживущие ядра получают при облучении какого-нибудь вещества пучком ионов на ускорителе, то регистрирующую аппаратуру придется расположить рядом с мишенью и измерения проводить одновременно с облучением. Если же короткоживущие ядра получают при распаде других, более долгоживущих ядер какого-нибудь вещества, то образец готовят из последнего. Например, при  $\beta$ -распаде  $^{214}\text{Bi}$  с периодом полураспада 19,7 с образуется  $^{214}\text{Po}$ , у которого  $T = 1,6 \cdot 10^{-4}$  с. Поэтому, приготовив образец из  $^{214}\text{Bi}$ , мы одновременно сможем наблюдать распад и дочерних ядер  $^{214}\text{Po}$ . Теперь рассмотрим, как проводятся сами измерения.

Если период полураспада не очень мал, например 1 с или 0,1 с, то можно поступить следующим образом. Образец помещают внутри длинной трубы, по которой с большой скоростью продувают воздух. Образующиеся при радиоактивном распаде дочерние ядра в момент вылета  $\beta$ -частицы испытывают отдачу. При этом их энергия оказывается достаточной для преодоления сил сцепления с соседними атомами, в результате чего дочерний атом вырывается из образца и подхватывается потоком движущегося воздуха. Чем дольше проживет вырванный атом до своего последующего распада, тем дальше он успеет отлететь

от образца. Поэтому, помещая последовательно счетчик на разных расстояниях от образца и измеряя каждый раз число регистрируемых распадов, например, за 1 мин, можно определить относительное число дочерних ядер, просуществовавших в течение времени движения воздуха от препарата до счетчика. Тем самым задача сводится к обычному эксперименту по определению периода полураспада, в котором по существу тоже измеряется относительное число ядер, проживших то или иное время. Различие между этими двумя экспериментами заключается только в том, что при обычном определении  $T$  все ядра исследуемого вещества находятся в образце в начале эксперимента, тогда как в данном случае эти ядра непрерывно возникают в ходе самого эксперимента. Но это различие чисто внешнее, достаточно мысленно представить, что в эксперименте с трубой все ядра возникают в один и тот же момент времени, и тогда идентичность обеих методик измерений станет очевидной.

Аналогичный метод можно использовать и при работе на ускорителе. В этом случае мишень делают в виде вращающегося диска, на край которого падает пучок ускоренных частиц. Счетчик располагают у края диска на разных расстояниях от места попадания пучка. Частоту вращения диска подбирают так, чтобы практически за один оборот все возникшие радиоактивные ядра успевали распасться. При таких условиях время жизни ядер, распад которых регистрирует счетчик, определяется временем поворота диска от точки падения частиц до места расположения счетчика. Дальше все делается так же, как и в предыдущих экспериментах. Таким способом удастся измерять периоды полураспада до сотых долей секунды.

Для измерения более коротких периодов полураспада используют электронные схемы. В этом случае исходное радиоактивное вещество наносят прямо на электрод ионизационной камеры или на пластинку, прислоняемую к кристаллу сцинтилляционного счетчика. Поскольку распад дочернего ядра всегда следует очень скоро после распада ядра исходного элемента, электрические импульсы от детектора будут все время идти парами. Измерить продолжительность интервала между импульсами каждой пары можно с помощью схемы запаздывающих совпадений или, еще лучше, временного анализатора. В последнем случае первый импульс пары включает отсчет времени, а второй импульс регистрируется тем или иным каналом в зависимости от времени задержки. Таким образом, каждый канал анализатора подсчитывает, сколько было распадов, при

которых дочерний атом прожил 1, 2, 3 мкс и т. д. В результате задача опять сводится к предыдущей и период полураспада можно найти прямо по зависимости числа зарегистрированных импульсов от номера канала, т. е. от времени.

#### ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТЬ ЖИЗНИ МЮОНОВ И ДОКАЗАТЕЛЬСТВО ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ ВРЕМЕНИ

Раньше уже говорилось о том, как были открыты мюоны — нестабильные частицы, распадающиеся на электрон и два нейтрино. Остается выяснить, сколько времени живет мюон, или, иначе говоря, каков его период полураспада.

Измерение периода полураспада мюона осуществил в 1942 году Росси с помощью специальной установки, схема которой показана на рис. 51. Эта установка имела несколько счетчиков, объединенных в три группы (*I, II, III*). Счетчики первой группы, включенные в схему совпадений *СС*, регистрировали только такие случаи, когда частица пролетала через все три счетчика в направлении свинцовой пластины 2. Другая свинцовая пластина 1 служила для поглощения электронов и предотвращения попадания в счетчик лишних импульсов. В итоге сигнал на выходе схемы совпадений появлялся лишь в том случае, если в пластину 2 попадал мюон.

Дальше могло произойти одно из двух. Если энергия мюона была большой, то он мог пролететь пластину 2 насквозь и вызвать появление импульса в системе счетчиков *III*. Когда же мюон останавливался в пластине 2, сигнал от счетчиков группы *III* не появлялся. С помощью схемы антисовпадений *САС* отбирались случаи, когда мюон останавливался в свинце. Остановившийся мюон распадался, и образующийся при этом электрон регистрировался одним из счетчиков группы *II*. Так как между остановкой мюона и его распадом проходило некоторое время, импульс от счетчиков группы *II* приходил несколько позднее импульса от схемы антисовпадений. Интервал между этими импульсами можно было измерить с помощью схемы запаздывающих совпадений *СЗС*: меняя время запаздывания, измеряли число актов, при которых распад происходил через 1 мкс после остановки мюона, потом число актов распада через 2 мкс после остановки и т. д. По полученным результатам строили график зависимости числа распадов от времени. При

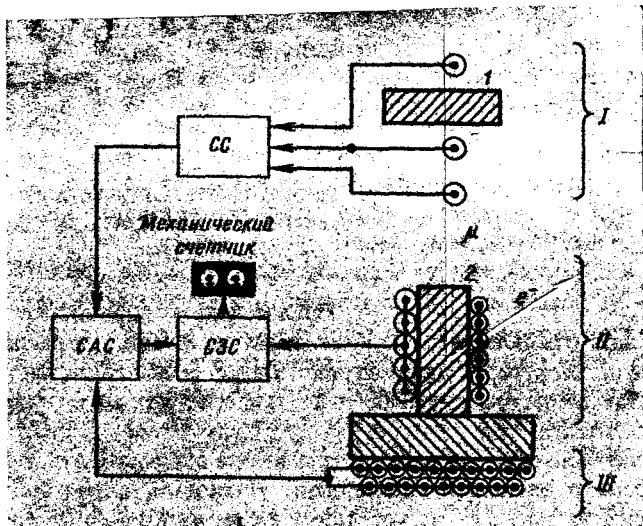


Рис. 51. Схема установки для измерения времени жизни остановившегося мюона (обозначения в тексте)

этом опять получалась знакомая нам экспонента, по которой и определяли период полураспада мюона; он оказался равным  $1,5 \cdot 10^{-6}$  с. Очень часто время существования элементарных частиц характеризуют не периодом полураспада  $T$ , а средним временем жизни  $\tau = 1/\lambda$ . Между этими величинами существует простое соотношение  $T = 0,693\tau$ . Таким образом, среднее время жизни мюона составляет  $2,15 \cdot 10^{-6}$  с.

Попутно отметим один факт, не имеющий прямого отношения к нашей основной теме. Короткое время жизни мюона убедительно говорит о том, что эта частица, найденная в космических лучах, не могла прилетать из Космоса. В самом деле, космические расстояния столь огромны, что даже от сравнительно близкого к нам Солнца свет доходит до Земли лишь за 8,3 мин, а между звездами свет идет годы, сотни, тысячи и миллионы лет. Совершенно ясно, что мюоны не могут сохраняться так долго, а потому и в излучении, попадающем из глубин Космоса на Землю, их быть не может. Об этом же говорят и прямые данные, полученные при исследовании космических лучей на больших высотах. Отсюда следует, что мюоны рождаются в земной атмосфере при попадании в нее быстрых истинно космических частиц. Дальнейшие исследования показали, что дело именно так и обстоит. Прилетающие из Космоса про-

тоны и  $\alpha$ -частицы сталкиваются с ядрами кислорода и азота и расщепляют их. При этом кроме осколков ядер возникают рождающиеся в момент столкновения нейтральные и заряженные  $\pi$ -мезоны (пионы). Эти частицы очень быстро распадаются, порождая новые частицы:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

Возникающие таким образом мюоны  $\mu^+$  и  $\mu^-$  и нейтрино обладают очень большой проникающей способностью в любых веществах, поэтому их относят к так называемой *жесткой компоненте* космических лучей. Нейтральные пионы тоже распадаются, рождая фотоны, которые в поле ядер рождают электрон-позитронные пары, а те в свою очередь опять могут рождать фотоны в результате торможения атомными ядрами и аннигиляции позитронов с электронами:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma; \quad \gamma \rightarrow e^- + e^+; \quad e^- \rightarrow e^- + \gamma; \quad e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma \text{ и т.д.}$$

Возникающая таким образом "смесь" электронов, позитронов и фотонов составляет *мягкую компоненту* космических лучей. Некоторый вклад в мягкую компоненту дают также электроны, образующиеся при распаде мюонов:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu; \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu.$$

В результате на Землю обрушивается целый ливень вторичного излучения, состоящего из мюонов, фотонов и электронов, тогда как частицы первичных космических лучей практически не долетают до поверхности Земли.

Раньше говорилось о том, как был измерен период полураспада остановившегося мюона. Но тот же Росси в другом эксперименте сумел измерить среднее время жизни летящего мюона. Для этого ему, конечно, вовсе не пришлось лететь в ракете рядом с мюоном с секундомером в руке и ждать, пока мюон распадется. Как это часто бывает, результат был получен при изучении, казалось бы, совсем другого явления — так называемого высотного хода жесткой компоненты вторичных космических лучей.

Измерения жесткой компоненты на разных высотах показали, что с увеличением высоты ее интенсивность возрастает. Этого и следовало ожидать, так как возникающие в верхних слоях атмосферы мюоны по мере движения к Земле сталкиваются с атомами воздуха и исчезают. Вероятность потери мюона пропорциональна числу находящихся на его пути атомов, которое



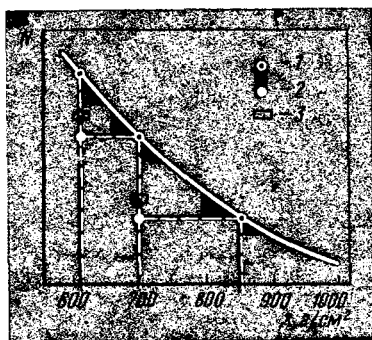


Рис. 52. Результаты эксперимента Росси по измерению времени жизни летящего мюона:

1 — измерения без фильтра; 2 — ожидаемые и 3 — полученные результаты при измерениях с фильтром

му в граммах на квадратный сантиметр. Поэтому если частица первичных космических лучей долетела до поверхности Земли, то она прошла слой вещества толщиной  $1033 \text{ г/см}^2$ .

Росси проводил свои измерения на высотах, на которых давление атмосферы соответствовало толщинам 615, 700 и  $855 \text{ г/см}^2$ . Его установка состояла из трех счетчиков, включенных в схему совпадений. Для поглощения мягкой компоненты между счетчиками находился свинец. Полученные Росси значения интенсивностей жесткой компоненты показаны на рис. 52 голубыми кружками. Как видно, все кружки хорошо ложатся на плавную кривую, отчетливо показывающую рост интенсивности космических лучей с высотой.

Но какое отношение имеет все это к определению времени жизни мюона? Оказывается, самое прямое. Росси рассуждал примерно так. Между первой и второй точками наблюдения находится столб воздуха толщиной  $85 \text{ г/см}^2$  (700—615). Значит, если при измерениях в первой точке над установкой поместить слой плотного вещества с такой же тормозящей способностью, какой обладает слой воздуха толщиной  $85 \text{ г/см}^2$ , то число отсчетов счетчика должно уменьшиться и стать точно таким же, каким оно было при обычных измерениях во второй точке. Измерения показали, что при установке фильтра из графита число отсчетов действительно уменьшится, но в гораздо меньшей степени, чем можно было ожидать. Росси объяснил это

в свою очередь пропорционально числу атомов в столбике воздуха сечением  $1 \text{ см}^2$  и высотой, равной длине пробега мюона, или, что то же самое, — массе воздуха в таком столбце. Таким образом, толщину слоя воздуха, участвующего в торможении частиц, можно выражать в особых единицах: граммах на квадратный сантиметр ( $\text{г/см}^2$ ). Толщина слоя воздуха  $x$  от верхней границы атмосферы до точки наблюдения в этих единицах, как легко догадаться, просто равна атмосферному давлению, выраженно-

различие тем, что в слоях воздуха и графита с одинаковыми тормозными способностями мюоны поглощаются одинаково, но на пролет слоя воздуха толщиной несколько сотен метров мюон затрачивает примерно в 1000 раз больше времени, чем на прохождение слоя графита толщиной несколько сантиметров. Поэтому в первом случае заметная часть мюонов успевает распасться в полете, тогда как во втором случае вероятность распада мюона ничтожно мала. Разность между ожидаемой и полученной интенсивностями жесткой компоненты в экспериментах Росси и дает число мюонов, распавшихся в полете. Зная расстояние между первой и второй точками наблюдения и скорость мюонов, которая практически равна скорости света, можно легко найти время жизни мюона. Оно оказалось примерно в 10 раз больше, чем было получено в первом эксперименте! Какой же из двух экспериментов дал более правильный результат?

Как это ни странно, но оба эксперимента были правильными. Дело в том, что согласно теории относительности (см. гл. 3) время в движущейся относительно наблюдателя системе координат течет медленнее, чем в неподвижной системе. Поэтому время жизни летящего мюона  $\tau'$  должно быть больше времени жизни покоящегося мюона  $\tau$ , причем соотношение между  $\tau'$  и  $\tau$  определяется приведенной ранее формулой теории относительности

$$\tau' = \tau / \sqrt{1 - v^2/c^2}.$$

Зная среднюю энергию мюонов (около  $10^9$  эВ), можно было найти их скорость и затем по последней формуле подсчитать, во сколько раз должен увеличиваться в полете срок их существования. Оказалось, в 10 раз! Таким образом, эксперименты Росси позволили узнать, чему равно время жизни мюона; их результаты подтвердили также один из основных выводов теории относительности — об относительности времени.

Среднее время жизни заряженных  $\pi$ -мезонов измеряли методом запаздывающих совпадений.  $\pi$ -Мезоны с мишени ускорителя направляли прямо в кристалл сцинтилляционного счетчика, который регистрировал их. Через некоторое время после остановки  $\pi$ -мезон распадался с испусканием мюона; при торможении последнего возникал второй импульс. Измеряя с помощью схемы запаздывающих совпадений число событий с разными интервалами между первым и вторым импульсами, находили среднее время жизни  $\pi$ -мезона. Оно оказалось равным  $2,53 \cdot 10^{-8}$  с.

Время жизни  $\pi$ -мезонов является одним из кратчайших времен, измеренных непосредственно по длительности интервала между отдельными событиями. При более коротких временных промежутках — порядка  $10^{-11}$  с и еще меньше — электронные приборы отказываются служить, так как время движения электронов между их электродами гораздо больше. Поэтому для измерения столь коротких временных интервалов приходится опять искать новые пути.

В 1947 году английские физики Рочестер и Батлер получили с помощью камеры Вильсона странную фотографию. Среди многих следов, проходящих через все поле снимка и принадлежащих ливню уже известных космических частиц, два следа начинались в самой камере в одной и той же точке пространства, к которой не подходил никакой другой след. Эти два следа, образующие острый угол между собой, как бы висели в воздухе. Спрашивается, откуда они взялись?

В последующие годы разными исследователями было обнаружено еще несколько десятков подобных случаев. Каждый раз "вилки" из двух слегка расходящихся следов наблюдались около точки, где произошло расщепление ядра какой-нибудь очень быстрой частицей (мезоном или протоном) на много осколков. Создавалось впечатление, что среди осколков ядра возникала нейтральная частица, которая после пролета небольшого отрезка пути распадалась на две заряженные частицы.

Дальнейшие исследования привели к еще более странным результатам. Оказалось, что частицы, образующие "вилку", — это протон и  $\pi$ -мезон. Следовательно, масса нейтральной частицы должна быть значительно больше массы нейтрона. Поэтому ее называли  $\Lambda$ -гипероном ("гипер" означает "сверх") и стали обозначать  $\Lambda$ . Время жизни  $\Lambda$ -гиперона по отношению к распаду  $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$  можно оценить, разделив пройденный им путь на скорость. Для определения скорости  $\Lambda$ -гиперона находили его энергию измерением энергий получившихся протона и  $\pi$ -мезона. Длину пути найти было еще проще, измерив расстояние между точкой ядерного расщепления и началом "вилки". Обработав все известные случаи рождения  $\Lambda$ -гиперонов, физики установили, что среднее время их жизни равно примерно  $2,5 \cdot 10^{-10}$  с. Как отмечалось выше, столь малое время уже практически невозможно измерить непосредственно. Но является ли оно пределом?

Через несколько лет после открытия  $\Lambda$ -гиперона, в 1950 году, группа физиков изучала  $\gamma$ -излучение, возникающее при облучении различных мишеней протонами энергией от 180 до 340 МэВ. Появление этого  $\gamma$ -излучения казалось вполне понятным: быстрый протон, так же как и электрон, должен при взаимодействии с веществом рождать фотоны тормозного излучения. Этот процесс изучен очень хорошо как теоретически, так и экспериментально. Поэтому нетрудно было рассчитать интенсивность  $\gamma$ -излучения и сравнить ее с данными эксперимента. Как оказалось, при энергиях протонов до 200 МэВ результаты расчетов и эксперимента прекрасно согласовывались друг с другом. Но при энергиях выше 200 МэВ число фотонов начинало возрастать, и при 340 МэВ оно оказалось выше расчетного уже в 100 раз. Значит, к потерям энергии за счет торможения добавлялся какой-то другой процесс генерации летящим протоном  $\gamma$ -излучения, о котором раньше ничего не было известно. Так, при столкновениях протонов с ядрами могли возникать какие-то новые частицы, которые потом рождали фотоны.

Правильность этой гипотезы была доказана с помощью толстослойных фотоэмульсий. В некоторых случаях около точек расщепления ядер очень быстрыми частицами наблюдались двойные "вилки" следов, очень похожие на "вилки" от распада  $\Lambda$ -гиперонов. Однако эти "вилки" отличались рядом особенностей. Во-первых, они образовывались явно электроном и позитроном, следовательно, непосредственной причиной их появления был фотон. Во-вторых, из закона сохранения количества движения следует, что биссектриса угла между следами электрона и позитрона в такой "вилке" должна быть продолжением линии полета фотона, но построенные таким образом линии неизменно проходили мимо точки расщепления ядра. В некоторых случаях около одной "звезды" ядерного расщепления в фотоэмульсии наблюдали две электрон-позитронные "вилки", причем продолжения их биссектрис неизменно пересекались в одной точке, а не проходили одна над другой. Вполне естественно было предположить, что при ядерном расщеплении возникала новая нейтральная частица, очень быстро распадающаяся на два фотона. Оценка массы этой частицы по суммарной энергии электронов и позитронов показала, что она очень близка к массе  $\pi$ -мезонов, поэтому новая частица была названа нейтральным  $\pi$ -мезоном ( $\pi^0$ ). Время жизни  $\pi^0$ -мезона, измеренное так же, как время жизни  $\Lambda$ -гиперона, оказалось очень маленьким: по современным данным оно

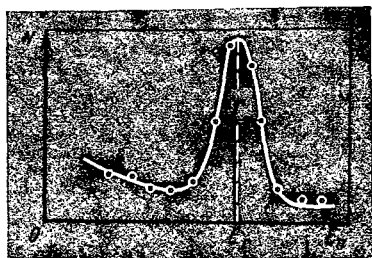


Рис. 53. Типичная зависимость числа захватываемых нейтронов от энергии

равно  $8,3 \cdot 10^{-17}$  с. Даже двигаясь со скоростью, очень близкой к скорости света,  $\pi^0$ -мезоны за столь короткое время успевают пролететь путь длиной несколько сотых долей миллиметра! Но и столь малое время еще не самое короткое, с которым приходится иметь дело физикам, исследующим свойства элементарных частиц и атомных ядер.

Кстати, а сколько времени существует ядро в возбужденном состоянии? Представим себе такой процесс: в ядро попадает нейтрон, вносит в него какую-то энергию, а затем эта энергия уходит из ядра в виде последовательно испускаемых  $\gamma$ -квантов. Так сколько же времени проходит между попаданием в ядро нейтрона и вылетом первого  $\gamma$ -кванта? Или между двумя последовательными испусканиями  $\gamma$ -квантов? Оказалось, что можно ответить и на эти вопросы.

Эксперименты с медленными нейтронами показывают, что ядра каждого элемента наиболее жадно захватывают нейтроны каких-то вполне определенных энергий. Например,  $^{238}\text{U}$  захватывает нейтроны энергией 6,6 эВ в 1000 раз интенсивнее, чем нейтроны меньшей (6,3 эВ) и большей (7,1 эВ) энергий. Это явление было названо *резонансом* по аналогии с подобным явлением из области колебаний. Как известно, резонансом называют совпадение частоты внешнего воздействия с собственной частотой системы, при котором особенно интенсивно происходит передача энергии. Так же и в ядре наиболее интенсивный захват нейтронов происходит лишь при определенной энергии, при этом образующееся ядро имеет тоже вполне определенную энергию. Более детальное исследование показало, что число захватываемых нейтронов велико не только строго при энергии резонанса  $E_r$ , но и при близких к ней энергиях (рис. 53). Другими словами, допускается разброс энергий нейтронов, при которых они могут интенсивно захватываться. Этот разброс характеризуется шириной резонансного пика  $\Gamma$ , измеренной на половине его высоты. Величину  $\Gamma$  легко измерить экспериментально, постепенно меняя энергию нейтронов и отмечая каждый раз число случаев захвата. Из квантовой механики следует, что время жизни образовавшегося ядра

связано с  $\Gamma$  соотношением Гейзенберга  $\Delta E \Delta t \geq h$ , подставляя в которое значения  $\Delta E = \Gamma$  и  $\Delta t = \tau$ , получаем  $\tau \approx h/\Gamma$ . Обычно  $\Gamma \approx 1$  эВ, откуда

$$\tau = 6,6 \cdot 10^{-34} / (1,6 \cdot 10^{-19}) = 4,1 \cdot 10^{-15} \text{ с.}$$

Примерно такое же время получается и для многих других возбужденных состояний ядер, хотя в отдельных случаях наблюдаются состояния со значительно большим временем жизни, измеряемым секундами, часами и даже многими годами. Известно, что существуют частицы (так называемые  $\Sigma^0$ -гипероны) с временем жизни  $5,8 \cdot 10^{-20}$  с. Так где же предел? Чему равно самое маленькое время, с которым приходится сталкиваться физику?

Что касается ядерных реакций, то такой предел можно указать довольно точно. Совершенно ясно, что ни ядерная реакция, ни распад возбужденного ядра не могут произойти за время, меньшее времени взаимодействия одного нейтрона с другим или протона с нейтроном. А это время оценить очень легко: так как ядерные силы действуют лишь на расстояниях порядка  $r = 1,5 \cdot 10^{-13}$  см, то даже при скорости относительного движения, равной скорости света, частицы будут находиться в зоне взаимодействия друг с другом только в течение времени

$$\tau = 2r/c = 3 \cdot 10^{-13} / (3 \cdot 10^{10}) \approx 10^{-23} \text{ с.}$$

Эту величину называют *характерным ядерным временем*, так как с ней связана продолжительность многих ядерных процессов (время столкновения нейтронов и других частиц с протоном, время движения протона или нейтрона от одного края ядра к другому и т. д.). Как видно, это время в  $10^{13}$  раз меньше длительности самого короткого интервала, который можно измерить непосредственно с помощью самых совершенных электронных приборов, а сам этот интервал в  $10^{10}$  раз меньше секунды.

На первый взгляд, может показаться, что если частицы находятся в контакте друг с другом в течение  $10^{-23}$ , то никакой сложной связанной системы они образовать не могут: столкнулись и тут же разлетелись. Если это так, то вероятность взаимодействия частиц при таких столкновениях не должна зависеть от их энергии (вспомним, что вероятность попадания одного бильярдного шара в другой не зависит от его начальной скорости). Однако при изучении рассеяния пионов очень больших энергий протонами были обнаружены резонансные пики, очень похожие на те, что изображены на рис. 53, только гораздо боль-

шей ширины — порядка 100 МэВ. Само появление таких пиков однозначно говорило о том, что при соответствующих энергиях с относительно большой вероятностью на какое-то время  $\tau$  в системе  $p + \pi$  возникало связанное состояние. Оценить это время  $\tau$  можно было с помощью того же соотношения Гейзенберга, подставляя в него значение  $\Delta E = 100$  МэВ. Результат получился неожиданным:  $\tau \approx 0,8 \cdot 10^{-23}$  с! Что же это за состояние, которое "живет" столь малое время? Его можно представлять себе по-разному. Например, можно считать, что при столкновении пиона с протоном на время  $\tau$  возникала некоторая новая частица  $\Delta$ , которая тут же снова распадалась на протон и пион:



Однако можно считать, что эта частица  $\Delta$  есть тот же протон, но перешедший под действием попавшего в него пиона в возбужденное состояние. Так или иначе наличие резонансных пиков на кривых зависимости числа случаев рассеяния пионов от их энергии говорило о существовании каких-то новых, очень короткоживущих частиц, которые так и были названы *резонансами* (или резононами). Можно оценить и массы этих частиц по сумме масс протона и пиона и по энергии взаимодействия; все они, как правило, превышают массы протонов и нейтронов, причем некоторые из них весьма существенно — в 2–3 раза и более. Резонансы обладают и другими характеристиками обычных частиц — электрическим зарядом, моментом количества движения, скоростью, энергией и др. В настоящее время известно уже более 150 резонансов. Их удается классифицировать, разбивая по группам, как это делают с другими элементарными частицами, от которых резонансы, таким образом, отличаются только очень маленькими временами жизни.

Можно предполагать, что при дальнейшем изучении внутренней структуры элементарных частиц и происходящих в их недрах процессов физикам придется столкнуться с еще более короткими интервалами времени. Но это — дело будущего.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

### ЗА ПРЕДЕЛАМИ ДОСТИГНУТОГО

Колоссальные успехи ядерной физики, достигнутые за последние десятилетия, могут создать впечатление, будто все, что можно было измерить, уже измерено, так что делать теперь больше нечего и физикам-ядерщикам надо менять специальность. На самом деле правильное было бы сказать, что нам еще очень мало известно о ядре и элементарных частицах. Измерено только то, что относительно легко было измерить. Дальше идти становится все труднее и труднее. В наше время крупные открытия случаются очень редко, тогда как на заре развития ядерной физики, в начале нашего века, они были довольно частым явлением. Зато на получение новых или даже на уточнение уже известных значений физических величин целым научным коллективам часто приходится затрачивать многие годы работы. Какие же измерения ведут сейчас физики-ядерщики и какие задачи предстоит решить им в ближайшем будущем? Назовем хотя бы некоторые из них.

Прежде всего необходимо отметить, что в этой книге о многих очень важных измерениях вообще ничего не говорилось. Ядра и частицы помимо заряда, массы и размера характеризуются также и другими параметрами: моментом количества движения, магнитным моментом и т. п. Вероятность ядерной реакции описывается особой величиной — так называемым *эффективным сечением*, которое для каждой реакции свое и к тому же еще по-разному может зависеть от энергии падающих частиц. Сами понятия моментов или эффективного сечения гораздо сложнее понятия массы или заряда, и их измерения требуют еще большей изобретательности и находчивости, чем определение "неизмеримо" малой массы атома. В то же время такие измерения могут дать много чрезвычайно ценной информации о свойствах микромира. Вспомним, что сам факт экспе-



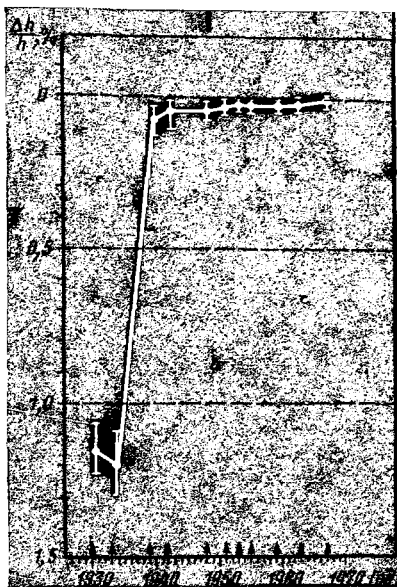
риментального определения размеров области, ответственной за рассеяние  $\alpha$ -частиц, привел к фундаментальному открытию — открытию атомного ядра. Точно так же измерения ядерных моментов позволили установить некоторые важные свойства ядерных сил, в корне отличающие их от всех известных ранее: электростатических, гравитационных и др. Кроме того, обнаружение у некоторых ядер так называемых электрических квадрупольных моментов позволило сделать вывод о том, что форма этих ядер отличается от сферической и напоминает скорее не очень сильно вытянутый эллипсоид. Несмотря на эти результаты многие характеристики ядер, особенно нестабильных или находящихся в возбужденных состояниях, не известны и поныне. Так что работы здесь — непочатый край!

Другая важная задача — повышение точности измерений, в первую очередь при определении основных ядерных констант (элементарного заряда, масс протона и электрона, постоянной Авогадро, постоянной Планка и др.). Ведь на них, как уже отмечалось, опирается расчет любого эксперимента, любого измерения какой-нибудь другой величины, поэтому неточность в опорных константах неизбежно влечет за собой ошибку и в определении интересующего нас параметра. Вот почему работа по уточнению основных констант непрерывно продолжается. На рис. 54 показано, как с течением времени уточнялись значения одной из наиболее важных констант современной физики — постоянной Планка. Аналогично обстоит дело и с другими константами.

Интересно, что с повышением точности измерения основных констант связано решение некоторых принципиальных вопросов современной физики. Один из них — вопрос о тождественности частиц, который кратко можно сформулировать так: абсолютно ли одинаковы элементарные частицы одного вида (например, электроны) или они только похожи друг на друга? Иначе говоря, заряды, массы, размеры и другие характеристики таких частиц абсолютно точно или только приблизительно равны между собой? Для того чтобы лучше понять смысл этого вопроса, обратимся к сравнению с более знакомым нам миром больших масштабов (макромиром). В макромире ответ на подобный вопрос был бы вполне однозначным: конечно же, любые, даже очень похожие предметы имеют индивидуальные особенности, т. е. они не абсолютно тождественны. Известно, что близнецы очень часто бывают настолько похожими, что с первого взгляда их буквально не отличишь друг от друга. Но, немного приглядевшись, можно у каждого из них заметить какие-то

Рис. 54. Уточнение значения постоянной Планка:

по оси ординат отложены отклонения значений  $h$ , полученных в различные годы, от современного значения; годы измерений отмечены на оси абсцисс стрелками. Вертикальные черточки показывают возможные погрешности измерений, какими они представлялись авторам соответствующих работ



отличительные черты — родинки, горбинку на носу и т. п., и тогда определение при встрече имени собеседника перестанет быть мучительной проблемой. Еще больше похожи друг на друга стулья или столы, выпускаемые одной фабрикой, но и в этом случае всегда существуют индивидуальные особенности: сучки, царапинки, расположение рисунка на ткани, по которым можно безошибочно отличить один предмет от другого. Даже у деталей, изготовленных на самых точных станках, всегда есть незначительные различия по массе, размерам, канавкам от резца. В конце концов невозможно же изготовить две детали с абсолютно одинаковым числом атомов в них!

А как обстоит дело с микрочастицами? Пока результаты всех экспериментов, проводимых в различных лабораториях мира, говорят об одинаковости всех частиц одного вида, но . . . только лишь, естественно, в пределах той точности, на которую способен современный эксперимент. А дальше? Ведь может оказаться, что с точностью до четвертого знака после запятой заряды всех электронов одинаковы, а в десятом знаке (о его измерении в настоящее время можно только мечтать) заряды электронов отличаются друг от друга, и тогда они в принципе оказались бы различимыми. К чему привело бы такое открытие, сказать трудно, но мы уже несколько раз встречались с тем, что уточнение значений физических величин приводило к качественно новым результатам. Достаточно напомнить, что когда-то атомы каждого элемента считались одинаковыми, а когда их массы научились измерять более точно, обнаружили различия, что

привело к открытию изотопов. В настоящее время некоторые косвенные данные говорят о том, что все частицы одного типа абсолютно тождественны, а потому и неразличимы. Этим свойством объясняют отдельные качественные отличия поведения микрочастиц от поведения любых объектов макромира. Дальнейшее развитие техники измерений должно или подтвердить, или опровергнуть данное утверждение.

Точное знание физических констант имело не только теоретическое, но и большое практическое значение. Для расчета ядерных реакторов необходимо хорошо знать все о взаимодействии нейтронов и некоторых других частиц с ядрами различных веществ. В настоящее время известны тысячи различных ядерных реакций, каждая из них характеризуется своим набором параметров, которые к тому же еще как-то меняются с изменением энергии падающих частиц. Специалисты подсчитали, что для записи всей информации, необходимой для точного расчета ядерных реакторов, потребовалось бы не менее 20 000 000 чисел, каждое из которых надо знать с достаточно высокой точностью. Для измерения всех этих ядерных констант нужны многие годы работы больших научных коллективов. Но задача эта очень важная и очень нужная, так как более точные сведения о свойствах ядерного топлива и других применяемых при постройке реакторов материалов позволят точнее рассчитывать ядерные силовые установки, не делать излишних запасов "на незнание". Это в свою очередь приведет к значительной экономии дорогостоящих материалов, повысит коэффициент полезного действия ядерных реакторов, снизит стоимость электроэнергии. Специалисты подсчитали, что если бы некоторые ядерные константы мы знали с точностью в 10 раз лучшей, чем сейчас, то, по данным американских специалистов, это позволило бы только в одной крупной стране на протяжении нескольких лет сэкономить при постройке реакторов сотни миллионов долларов! Уже одно это окупает затраты на проведение физических исследований и на строительство даже таких грандиозных установок, как синхрофазотроны.

Интересной задачей является дальнейшее совершенствование техники измерения времени, в частности периодов полураспада. При измерении больших периодов полураспада основная трудность связана с необходимостью регистрации очень редких процессов: ведь чем больше период полураспада, тем меньше частиц будет попадать в счетчик в единицу времени. Развитие техники регистрации очень редких событий позво-

лило установить, что некоторые вещества, которые раньше считались стабильными, на самом деле радиоактивны. Так, оказалось, что радиоактивен обычный висмут, который с периодом полураспада  $2,7 \cdot 10^{17}$  лет превращается в таллий. В настоящее время удастся измерять периоды полураспада примерно до  $10^{19}$  лет. А что если бы мы умели измерять еще большие периоды, например до  $10^{25}$  или  $10^{50}$  лет? Может быть, мы бы узнали, что и другие элементы радиоактивны? Или что существуют другие виды распада, которые сейчас нам не известны, поскольку они очень редки и современные приборы их просто не регистрируют? Существование одного такого процесса — так называемого двойного  $\beta$ -распада — лишь недавно удалось обнаружить экспериментально.

Другой интересный вопрос, решение которого связано с необходимостью регистрации очень редких процессов, — это вопрос о стабильности протона. В настоящее время протон считается вполне стабильной частицей. Но посмотрите на таблицу элементарных частиц в конце книги: все "соседи" протона, как более тяжелые, так и более легкие, нестабильны и распадаются с различными периодами полураспада, превращаясь в частицы меньшей массы. Так что же мешает распасться протону? А может быть, он и распадается, скажем, на позитрон и два нейтрино, или на  $\pi$ -мезон и нейтрино? Ведь самые общие законы природы — законы сохранения энергии, заряда и момента количества движения — этому не препятствуют. Для того чтобы отразить экспериментальный факт стабильности протона, пришлось придумать специальные законы — законы сохранения барионного и лептонного зарядов, которые в переводе на общепонятный язык только то и говорят: протон стабилен. Но ведь когда-то стабильными считались и атомы всех элементов...

Если бы удалось обнаружить нестабильность протона и изучить ее природу, то, возможно, удалось бы найти и путь искусственного расщепления протонов. Это дало бы в руки людей неисчерпаемый источник энергии. Как показывает расчет с помощью известного соотношения  $E = mc^2$ , при распаде  $p \rightarrow e^+ + 2\nu$  должна выделяться энергия около 940 МэВ. Напомним, что при делении одного ядра урана, которое в 230 раз тяжелее протона, выделяется всего около 200 МэВ. Значит, при распаде всех протонов, содержащихся в 1 кг водорода, может выделиться почти в 1000 раз больше энергии, чем при делении всех ядер в 1 кг урана, да к тому же сырьем здесь могла бы служить самая обычная вода. Таким образом, повы-

шение точности измерений связано с важнейшей народнохозяйственной задачей — поисками новых источников энергии. Некоторые современные теории, в том числе упоминавшаяся ранее теория электрослабого взаимодействия, предсказывают нестабильность протона и даже дают оценку его времени жизни порядка  $10^{30} - 10^{34}$  лет. В одном эксперименте были зарегистрированы пять событий, которые интерпретировались как распад протонов, и по ним было оценено время жизни протона —  $6 \cdot 10^{30}$  лет, но пока этот факт не будет подтвержден рядом других экспериментов, полной уверенности в нестабильности протона у физиков нет. А удастся ли искусственно расщепить протон — покажет будущее.

Не менее интересна и область исследования очень малых интервалов времени и длины. Как уже отмечалось, в настоящее время удастся непосредственно измерять промежутки времени до  $10^{-11}$  с и косвенно оценивать времена до  $10^{-23}$  с. Наименьший отрезок длины, с которым приходится иметь дело физику-ядерщику, — это диаметр элементарной частицы, измерение которого дает значения  $10^{-13} - 10^{-14}$  см. Изучение внутренней структуры частиц, к которому сейчас вплотную подошли физики, неизбежно вызовет необходимость освоения измерений еще меньших величин. Уже сейчас из косвенных соображений можно сделать вывод о том, что процесс  $\beta$ -распада связан с характерной длиной около  $10^{-16}$  см, но что именно происходит при этом в недрах частицы, превращающейся из нейтрона в протон, пока не ясно.

Очень интересные результаты может дать измерение малых масс. Пока наименьшей достоверно измеренной массой является масса электрона  $9,109534(47) \cdot 10^{-28}$  г. Более тонкие эксперименты в будущем должны показать, есть ли отличная от нуля масса покоя у нейтрино, и тогда можно будет решить, что это за объект — частица или квант поля? Еще более интересных результатов можно ожидать от предпринимаемых сейчас во многих лабораториях попыток найти так называемые кварки, из которых согласно предсказаниям теоретиков должны состоять все элементарные частицы. Кварки, если они действительно существуют, должны иметь ряд необычных свойств, в частности должны обладать дробным электрическим зарядом, поэтому обнаружение кварков связано опять-таки с необходимостью измерения очень малых величин.

Еще в начале нашего века, когда ядерная физика только зарождалась, В. И. Ленин высказал мысль о том, что электрон так же неисчерпаем, как и атом. Накопленный за последние

полвека колоссальный фактический материал полностью подтверждает гениальную ленинскую идею. Все известные в настоящее время факты — о существовании у частиц собственных моментов количества движения, о возможностях сложных взаимопревращений частиц и другие — подтверждают мысль о том, что частицы — не бесструктурные точки или шарики и, следовательно, вовсе не "элементарны", как их принято называть. Разгадка тайн внутреннего строения элементарных частиц — одна из наиболее актуальных задач современной физики, и для ее решения нужен прежде всего большой фактический материал, а именно: получаемая из эксперимента информация о свойствах частиц и об их взаимодействиях между собой. В настоящее время известно уже около 200 элементарных частиц, включая упоминавшиеся ранее резонансы, и есть основания предполагать, что в ближайшем будущем будут открыты новые частицы. А что это значит — открыть новую частицу? Каждой частице присущ определенный набор характеристик — масса, значение и знак электрического заряда, время жизни и виды взаимодействия с другими частицами. Поэтому открыть новую частицу означает не просто заметить какой-то след в пузырьковой камере или зарегистрировать электрический импульс в счетчике, а еще и убедиться в том, что замеченное явление было вызвано частицей, которая хотя бы одной характеристикой отличается от ранее известных. Поэтому открытие новых частиц неизбежно связано с измерением их основных характеристик и с изучением характера их взаимодействия с другими, уже известными частицами. С какими задачами здесь придется столкнуться физикам, с какими линейными и временными интервалами им придется иметь дело при изучении внутренней структуры элементарных частиц — покажет будущее.

Однако, нет сомнения в том, что ни ускользающему нейтрину, ни квантам полей тяготения (так называемым гравитонам, о существовании которых ученые спорят и поныне) не удастся утаить свою природу от зорких глаз и пытливого ума людей, посвятивших себя изучению очень трудной и очень интересной науки — ядерной физики.

1. Таблица основных элементарных частиц

Название частицы	Обозначение	Электрический заряд	Масса покоя, МэВ	Среднее время жизни, с	Преобладающая схема распада
Фотон	$\gamma$	0	0	Стабилен	-
Лептоны					
Нейтрино и антинейтрино электронные	$\nu_e, \bar{\nu}_e$	0	$\leq 0,000035$	Стабильны	-
Нейтрино и антинейтрино мюонные	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	0	$\leq 0,52$	Стабильны	-
Нейтрино и антинейтрино тау-лептонные	$\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$	0	$\leq 250$	Стабильны	-
Электрон и позитрон	$e^-, e^+$	-1, +1	0,511	Стабильны	-
Мюоны (отрицательные и положительные)	$\mu^-, \mu^+$	-1, +1	105,6594	$2,19714 \cdot 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$
Тау-лептоны (отрицательные и положительные)	$\tau^-, \tau^+$	-1, +1	1784,2	$4,6 \cdot 10^{-13}$	$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ $\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$

	Мезоны				
Пи-нуль-мезон	$\pi^0$	0	134,9630	$8,3 \cdot 10^{-17}$	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$
Пи-плюс-мезон, пи-минус-мезон	$\pi^+, \pi^-$	+1, -1	139,5673	$2,6030 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$
Ка-плюс-мезон, ка-минус-мезон	$K^+, K^-$	+1, -1	493,667	$1,2371 \cdot 10^{-8}$	$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ $\pi^+ \pi^0$
Ка-нуль-мезон, антика-нуль-мезон	$K^0, \bar{K}^0$	0	497,67	$K_S^0: 0,892 \cdot 10^{-10}$ $K_L^0: 5,183 \cdot 10^{-8}$	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ $2\pi^0$ $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ $3\pi^0$
Эта-мезон	$\eta$	0	548,8	$0,8 \cdot 10^{-18}$	$\eta \rightarrow 2\gamma$ $3\pi$ $\pi\pi\gamma$
	Барионы:				
	нуклоны				
Протон, антипротон	$p, \bar{p}$	+1, -1	938,2796	Стабильны 925	$n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$
Нейтрон, антинейтрон	$n, \bar{n}$	0	939,5731		
	гипероны				
Ламбда-нуль-гиперон, антиламбда-нуль-гиперон	$\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0$	0	1115,6	$2,632 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ $n \pi^0$
Сигма-плюс-гиперон, антисигма-плюс-гиперон	$\Sigma^+, \bar{\Sigma}^-$	+1, -1	1189,36	$0,8 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$ $n \pi^+$



Название частицы	Обозначение	Электрический заряд	Масса покоя, МэВ	Среднее время жизни, с	Преобладающая схема распада
Сигма-нуль-гиперон, антисигма-нуль-гиперон	$\Sigma^0, \bar{\Sigma}^0$	0	1192,46	$5,8 \cdot 10^{-20}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$
Сигма-минус-гиперон, антисигма-минус-гиперон	$\Sigma^-, \bar{\Sigma}^+$	-1, +1	1197,34	$1,482 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$
Кси-нуль-гиперон, антикси-нуль-гиперон	$\Xi^0, \bar{\Xi}^0$	0	1314,9	$2,90 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \pi^0$
Кси-минус-гиперон, антикси-минус-гиперон	$\Xi^-, \bar{\Xi}^+$	-1, +1	1321,3	$1,641 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$
Омега-минус-гиперон, антиомега-минус-гиперон	$\Omega^-, \bar{\Omega}^+$	-1, +1	1672,45	$0,819 \cdot 10^{-10}$	$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$

П р и м е ч а н и е. В таблицу не включены резонансы, а также так называемые очарованные и прелестные частицы, поскольку их свойства в данной книге не рассматривались. По этой же причине в таблицу не включены такие характеристики частиц, как спин, барионные и другие заряды, "странность" и др. Электрические заряды частиц приводятся в единицах элементарного заряда  $e \approx 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл. Массы покоя частиц принято принимать в мегаэлектрон-вольтах (напомним, что в соответствии с выражением  $E = mc^2$  1 МэВ соответствует 0,00107 а.е.м., или  $1,78 \cdot 10^{-30}$  кг). Схемы распада античастиц получаются из приведенных схем распада частиц заменой в них всех частиц античастицами и наоборот. Так, если  $\mu^- \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$ , то  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ .

## 2. Современные значения некоторых констант

Скорость света в вакууме	$c = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$
Электрическая постоянная	$\epsilon_0 = 8,85418782 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}^2 \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Н}^{-1}$
Атомная единица массы	$1 \text{ а.е.м.} = 1,660566 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Масса покоя протона	$m_p = 1,6726485 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Масса покоя электрона	$m_e = 9,109534 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Элементарный заряд	$e = 1,6021892 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Электрон-вольт	$1 \text{ эВ} = 1,6021892 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$
Постоянная Планка	$h = 6,626176 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Постоянная Ридберга	$R_\infty = 1,09737318 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$
Классический радиус электрона	$r_e = 2,8179380 \cdot 10^{-15} \text{ м}$
Постоянная Авогадро	$N_A = 6,022045 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Универсальная газовая постоянная	$R = 8,31441 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
Постоянная Больцмана	$k = 1,380662 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$
Объем моля идеального газа при нормальных условиях	$V_m = 2,241383 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3 \cdot \text{моль}^{-1}$
Число Лошмидта	$L = 2,68675 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$
Постоянная Фарадея	$F = 9,64846 \cdot 10^4 \text{ Кл} \cdot \text{моль}^{-1}$

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ  
ЛИТЕРАТУРЫ

Завельский Ф. С. Масса и ее измерение, 2-е изд., перераб. и доп. М.: Атомиздат, 1974. 238 с.

Карпов И. И., Лисневский Ю. И. Кварки. М.: Наука, 1976. 111 с.

Мухин К. Н. Занимательная ядерная физика. 3-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1985. 336 с.

Новожилов Ю. В. Элементарные частицы. 3-е изд., перераб. М.: Наука, 1974. 287 с.

Работнов Н. С. Ларчик можно не открывать. Квантовый туннельный эффект. Полвека загадок и открытий. М.: Энергоатомиздат, 1983. 168 с.

Сапожников М. Антимир — реальность? М.: Знание, 1983. 176 с.

Фритш Г. Основа нашего мира: Пер. с нем. М.: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.

Хазен А. М. Поле, волны, частицы и их модели. М.: Просвещение, 1979. 112 с.

Шелест В. П. Новый круг: структура элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1978. 144 с.

Шелест В. П. Осколки. М.: Энергоиздат, 1981. 152 с.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Предисловие к четвертому изданию	5
Введение	6
<b>Часть 1</b> <b>ОТ ДЕМОКРИТА ДО РЕЗЕРФОРДА</b>	<b>8</b>
<b>Глава 1. НА ПУТИ К ЦЕЛИ</b>	<b>8</b>
Как люди сначала догадались, а потом забыли о существовании атомов	8
Рождение современной химии	9
Атомистика проникает и в физику	11
Атомные и молекулярные массы	12
Периодическая система элементов Д. И. Менделеева	13
Некоторые итоги	15
<b>Глава 2. КАК ИЗМЕРИЛИ АТОМ</b>	<b>16</b>
Сколько атомов в куске вещества?	16
Опыты Перрена	19
Так сколько же атомов в куске вещества?	22
"Атом" электричества	23
Масса атомов и электронов	28
Размер атома	29
Скорости движения атомов и молекул	32
<b>Глава 3. ИЗ ЧЕГО СОСТОИТ АТОМ?</b>	<b>34</b>
Открытие радиоактивности	34
Определение энергии распада	39
Открытие атомного ядра и определение его размеров и заряда по рассеянию $\alpha$ -частиц	41
Две великие теории нашего века	46
Строение атома	53
Измерение заряда ядра по частоте характеристического рентгеновского излучения	56
Открытие изотопов и прямое измерение массы атомного ядра	58
Строение атомного ядра	61
Что еще оставалось измерить?	64

<b>Часть 2</b>	<b>ПРИБОРЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ</b>	<b>65</b>
<b>Глава 4.</b>	<b>РЕГИСТРАЦИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ</b>	<b>65</b>
	Что означает слово "наблюдение"?	65
	Взаимодействие излучения с веществом	66
	Фотопластинка в роли детектора излучения	71
	Ионизационные камеры	72
	Пропорциональные счетчики	76
	Счетчик Гейгера– Мюллера	77
	Искровые детекторы	78
	Полупроводниковые детекторы	80
	Сцинтилляционные счетчики	82
	Черенковские счетчики	83
	Камера Вильсона	85
	Диффузионные камеры	87
	Пузырьковые камеры	88
	Стекло в роли детектора	89
	Регистрация $\gamma$ -излучения	91
	Регистрация нейтронов	92
	Еще раз о значении слова "наблюдение"	94
<b>Глава 5.</b>	<b>ЭЛЕКТРОНИКА В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ</b>	<b>95</b>
	Как электроника помогает измерениям	95
	Приборы ядерной электроники	97
<b>Глава 6.</b>	<b>УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ</b>	
	Для чего нужны ускорители?	107
	Установки прямого ускорения	108
	Резонансные ускорители ионов	110
	Ускорители электронов	119
	Чем хороши ускорители?	122
<b>Глава 7.</b>	<b>ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР</b>	<b>124</b>
	Как было открыто деление ядер	124
	Цепная реакция	126
	Устройство и работа ядерного реактора	128
	Ядерный реактор как исследовательский прибор	129
	Природный ядерный реактор	132
<b>Часть 3</b>	<b>СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ</b>	<b>135</b>
<b>Глава 8.</b>	<b>ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ</b>	<b>135</b>
	Отклонение заряженных частиц в электрическом и магнитном полях	135
	Энергия частиц и амплитуда электрических сигналов	139
	Соотношение пробег– энергия	142
	Калориметр в ядерной физике	143
	Измерение энергии фотонов ядерного излучения	144
	Эффект Мёссбауэра	145
	Измерение энергии нейтронов	150

<b>Глава 9.</b>	<b>ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ ЯДЕР И ЧАСТИЦ</b>	<b>155</b>
	Зачем нужно измерять заряды?	155
	Измерение зарядов осколков деления	156
	Измерение зарядов очень быстрых частиц	157
	Распределение заряда внутри ядра	159
<b>Глава 10.</b>	<b>ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ</b>	<b>162</b>
	Измерение массы атомов	162
	Измерение масс новых частиц	163
	Измерение массы нейтрона	167
	Чему равна масса нейтрино?	169
<b>Глава 11.</b>	<b>ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ</b>	<b>172</b>
	Зачем в ядерной физике нужно измерять время?	172
	Измерение периодов полураспада	173
	Век — мгновение	174
	Радиоактивность свободного нейтрона	177
	Секунда — вечность	179
	Продолжительность жизни мюонов и доказательство относительности времени	181
	Еще в 100 000 000 000 000 раз меньше	186
<b>Заключение.</b>	<b>За пределами достигнутого</b>	<b>191</b>
<b>Приложение</b>		
	1. Таблица элементарных частиц	198
	2. Современные значения некоторых констант	201
<b>Список рекомендуемой литературы</b>		<b>202</b>

**АЛЕКСАНДР ИВАНОВИЧ АБРАМОВ**

**Измерение "неизмеримого"**

*Редактор Е. В. Сатарова*

*Художественный редактор А. Т. Кирьянов*

*Обложка художника В. Н. Забайрова*

*Технический редактор Н. Н. Хотулева*

*Корректор Е. С. Арефьева*

*Оператор М. А. Панфилова*

**ИБ № 1079**

Набор выполнен в Энергоатомиздате на Композере ИБМ-82. Подписано в печать 11.12.85. Т-21695. Формат 84х108<sup>1</sup>/<sub>32</sub>. Бумага офсетная №1. Гарнитура Пресс Роман. Печать офсетная. Усл. печ. л. 10,92. Усл.-кр. отт. 22,26. Уч.-изд. л. 11,38. Тираж 50 000 экз. Заказ 5028. Цена 45 к.

Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114,  
Шлюзовая наб., 10.

Ленинградская фабрика офсетной печати № 1  
Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли, 197101, Ленинград,  
ул. Мира, 3.

**ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ ГОТОВИТ К ИЗДАНИЮ В 1987 ГОДУ  
СЛЕДУЮЩУЮ КНИГУ:**

**Атомная и термоядерная энергетика будущего /**Под ред. В. А. Чуянова. — 10 л., ил. — (Науч.-популярная б-ка школьника). — (В обл.) 35 к.

Книга составлена по материалам, опубликованным в журнале "Природа" в 1979–1984 гг. Авторы статей — известные советские ученые, внесшие весомый вклад в реализацию Энергетической программы и продолжающие работать в этом направлении; среди них академики Н. Г. Басов, Б. Б. Кадомцев, В. А. Легасов и др. Рассмотрены различные подходы к решению энергетических проблем, развитие современной ядерной энергетики, обеспечение безопасности на атомных электростанциях. Рассказано о возможности осуществления управляемого термоядерного синтеза в установках типа токамак и с помощью лазеров; о гибридных реакторах, соединяющих возможности и достоинства ядерной и термоядерной энергетики; о новой технике, новых материалах, обеспечивающих функционирование таких сложнейших устройств, как термоядерные и гибридные реакторы будущего.

Представленные материалы дают читателю достаточно полное и точное представление об основных направлениях и проблемах ядерной и термоядерной энергетики. Они представляют интерес для широкого круга читателей, помогут молодежи в профессиональной ориентации и выборе точек приложения творческих возможностей, ознакомят читателей, не являющихся



специалистами в данной области, с вопросами, имеющими жизненно важное значение для развития современного общества.

Предварительные заказы на книги Энергоатомиздата из первой части плана (заказы выполняются полностью) принимают все книжные магазины, распространяющие научно-техническую литературу. Индивидуальные покупатели должны оставить в книжном магазине открытку с указанием обратного адреса, названия, автора книги и ее номера по тематическому плану. Учреждения и организации оформляют заказы на эти книги гарантийными письмами.

Прием заказов на эти книги магазины проводят без ограничений с 15 апреля по 1 ноября 1986 г.

Своевременное оформление предварительных заказов — гарантия того, что Вы приобретете интересующую Вас книгу.

# Измерение „неизмеримого“

Эта книга посвящена одному из выдающихся свершений человеческого разума — проникновению в невидимые процессы и явления микромира атомов, атомных ядер и элементарных частиц, точному измерению их, казалось бы, „неизмеримо“ малых размеров, масс, зарядов и других физических характеристик. Книга несколько раз издавалась в СССР на русском и эстонском языках, а также в Венгрии и Японии.

Автор книги Александр Иванович Абрамов — кандидат физико-математических наук, доцент — руководит научной лабораторией в Физико-энергетическом институте (Обнинск), много лет заведовал кафедрой ядерной физики и читал лекции в филиале Московского инженерно-физического института. Он написал множество научных и популярных статей, книгу „Основы ядерной физики“ (М.: Энергоатомиздат, 1983), является соавтором книг „Радиационный захват быстрых нейтронов“ (М.: Атомиздат, 1970) и „Экспериментальные методы ядерной физики“ (3-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1985).

ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ