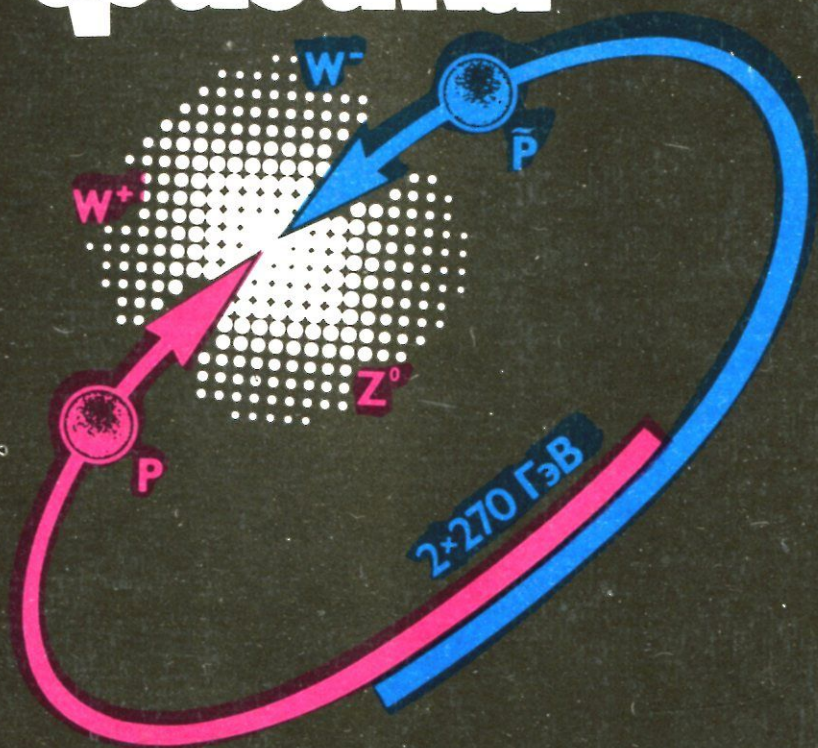


К.Н.МУХИН

# Занимательная ядерная физика



Энергоатомиздат



К.Н.МУХИН

# Занимательная ядерная физика

Издание третье,  
переработанное  
и дополненное

*Дорогому  
Валентину  
Саше  
лучше  
и добрую  
память*  
*Мухин*  
 25.11.86



Москва  
Энергоатомиздат  
1985



ББК 22.38  
М 92  
УДК 539.1

Рецензент А.И. Абрамов

Иллюстрации художника К.И. Невлера

Мухин К.Н.

М 92 Занимательная ядерная физика. — 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 312 с.

В популярной и занимательной форме рассмотрены наиболее интересные вопросы ядерной физики и физики элементарных частиц. Рассказано о старых и самых последних достижениях ядерной физики, а также о ее еще не решенных проблемах. Большое внимание уделяется применению ядерно-физических методов в энергетике, промышленности, на транспорте, в медицине, химии, геологии, археологии, криминалистике и др. Первое издание вышло в 1969 г., второе — в 1972 г. В третье издание книги внесены дополнения, отражающие новые достижения ядерной физики.

Для широкого круга читателей.

М 1704070000-094 22-85  
051 (01) -85

ББК 22.38  
530.4

© Энергоатомиздат, 1985

*Ум человеческий открыл много диковинного в природе и откроет еще больше, увеличивая тем свою власть над ней. . .*

В.И. Ленин

#### ПРЕДИСЛОВИЕ К ТРЕТЬЕМУ ИЗДАНИЮ

Первые издания книги были тепло встречены читателями и критикой и, несмотря на большие тиражи, быстро разошлись. Автор получил много писем от читателей. Книга отмечена дипломом на конкурсе общества "Знание" и переведена на несколько иностранных языков. Все это, конечно, очень приятно, но и ко многому обязывает.

С момента выхода в свет второго издания прошло уже 13 лет, а после появления первого — 16. Естественно, что за это время в такой быстро развивающейся науке, как ядерная физика, появилось много нового. И что особенно важно, это новое коснулось самого фундамента ядерной физики: радикально изменились представления о сильном, электромагнитном и слабом взаимодействиях, открыто много новых элементарных частиц. В связи с этим задача переработки книги оказалась довольно трудной. В нее пришлось ввести новые, достаточно сложные для популярного изложения (и для восприятия) понятия. Тем не менее автор пошел на такую переработку, считая, что потенциальный читатель книги тоже обновился и стал значительно образованнее и любознательнее.

Конкретно, в третье издание книги внесены следующие новые материалы, отражающие современные достижения ядерной физики и физики элементарных частиц: рассказано об открытии промежуточных  $W^+$  и  $Z^0$ -бозонов, тяжелого лептона, очарованных и прелестных частиц; описано явление  $\mu$ -катализа термоядерного синтеза; дано понятие о квантовой хромодинамике и единой теории электрослабых взаимодействий; рассказано об обнаружении цепной реакции деления в природе, об открытии двупротонной радиоактивности, о ряде открытий, сделанных на Серпуховском ускорителе и ускорителях Дубны, о проектах новых ускорителей и реакторов, о свойствах ультрахолодных нейтронов и др. Кроме того, практически все разделы книги были дополнены и частично переработаны применительно к современному состоянию ядерной физики и физики элементарных частиц.

Пользуясь удобным случаем, автор благодарит всех читателей за внимание и надеется на новые отклики.

Автор

### ИЗ ПРЕДИСЛОВИЙ К ПРЕДЫДУЩИМ ИЗДАНИЯМ

Всякая развивающаяся наука нуждается в молодых энтузиастах, влюбленных в нее и готовых посвятить ей всю жизнь. Такие влюбленные в науку энтузиасты наверняка есть среди учащейся молодежи. Но наука — Особа весьма серьезная и требовательная. Ей одной влюбленности мало. Она хочет иметь среди своих поклонников только тех, кому может ответить взаимностью. А для этого поклонники должны обладать вполне определенным "джентльменским набором" достоинств.

Спрашивается, как найти таких молодых людей среди миллионов школьников?

Аналогичные трудности испытывает и другая сторона. Не секрет, что молодой человек, кончающий школу, плохо знает себя и свои возможности и зачастую не может решить, в какую из многих Прекрасных Дам он влюблен по-настоящему: в быстроразвивающуюся и многообещающую Биологию или в переживающую вторую молодость Физику? А может быть, в старую, как мир, но вечно прекрасную Математику или в обновленную Химию (рис. 1)?

Одним из способов решения задачи о взаимном поиске предмета поклонения и поклонников являются книги, написанные представителями одной стороны в адрес другой. Такие книги, по мнению автора, должны быть научными по содержанию (т.е. освещающими современное состояние науки и проблемные вопросы), популярными по форме изложения (т.е. доступными для читателя со средним и даже неполным средним образованием) и занимательными по стилю (т.е. интересно рассказывающими не только о великих открытиях, но и о повседневных буднях науки).

Всем этим условиям удовлетворяли книги, издававшиеся в нашей стране до войны под рубрикой "Занимательная наука". Люди старшего поколения знают, что эти книги действительно внесли очень серьезный вклад в дело вовлечения молодежи в науку. Конечно, не все школьники, прочитавшие "Занимательную физику" Я.И. Перельмана, стали физиками. Но, по-видимому, все физики в школьные годы читали его книги.

В чем же секрет неувядающей популярности этих книг? Почему они выдержали столь серьезное испытание временем? По-ви

димому, потому, что Я.И. Перельман сумел увидеть сам и показать другим, сколь интересна именно *повседневная* физика, та физика, с которой читатель встречается *на каждом шагу*. Читатель книг Я.И. Перельмана воочию убеждается, что интересно не только делать великие открытия, которые являются уделом немногих избранных, но и просто *работать* в области физической науки, потому что сама эта работа есть непрерывная цепь маленьких открытий, доставляющих большую творческую радость. А работать читатели Я.И. Перельмана начинали сразу же, так сказать, не отходя от книги: выводили формулы, делали расчеты, решали задачи, ставили опыты. Так читатель узнавал себя, свои вкусы и свои возможности.

В арсенале Я.И. Перельмана были разные способы заинтересовать читателя физикой. Среди них немаловажную роль играла занимательность изложения материала. Книги Я.И. Перельмана занимательны в самом хорошем смысле этого слова, т.е. не развлекательны, а именно *занимательны* (у нас почему-то часто путают смысл этих двух различных терминов)\*. Занимательный харак-

\**Занимательный* — это возбуждающий интерес; *развлекательный* — доставляющий развлечение лишь в процессе чтения, по окончании которого прочитанное быстро забывается.

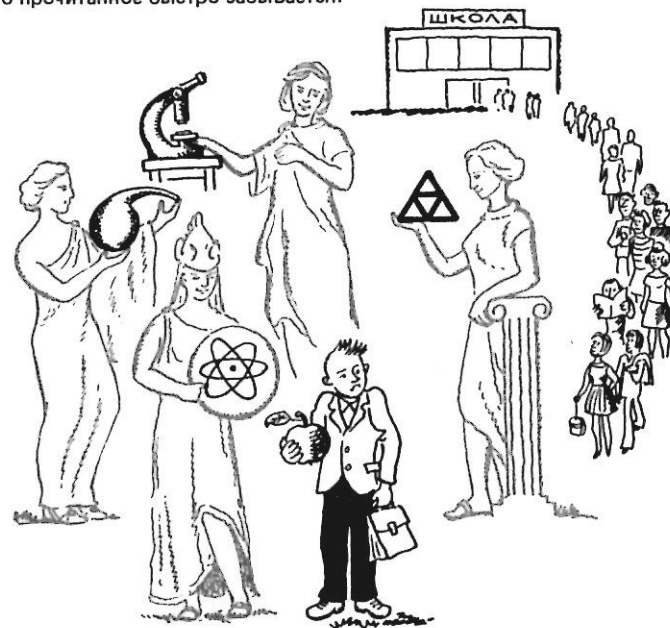


Рис. 1

тер изложения у Я.И. Перельмана — не самоцель, а только средство привлечь внимание читателя к интересному самому по себе предмету или явлению. Целью у него всегда было раскрытие физической сущности этого явления.

Итак, глубокая физичность, вера в творческую активность читателя и занимательность — вот те “три кита”, на которых столь долго держится популярность книг Я.И. Перельмана.

К сожалению, традиция издания занимательных книг о науке, *подобных книгам Я.И. Перельмана*, была постепенно утрачена. Вероятно, это случилось потому, что писать такие книги очень трудно (гораздо труднее, чем любые другие по своей специальности); между тем агитация за написание этих книг у нас проводится слабо. И все-таки эту традицию надо возрождать, и сделать это должны работники науки (а не журналисты!). Только люди, которым в науке нравится *все*, которые знают подробности трудной черновой научной работы и находят в ней радость творчества, могут (если сумеют) рассказать об этом так, чтобы читатель сознательно (зная, на что он идет) захотел сделать эту науку своей специальностью.

Перед вами книга, в которой предпринимается такая попытка. Книга посвящена одной из труднейших и интереснейших наук современности — ядерной физике (включая физику элементарных частиц).

Как следует из предыдущего, автору хотелось написать свою книгу в духе “Занимательной физики” Я.И. Перельмана. Но сделать это оказалось очень не просто отчасти из-за специфики подобных книг вообще, отчасти из-за отсутствия у автора соответствующего опыта, отчасти из-за сложности предмета. Автор неоднократно бросал, а потом снова начинал (не с того места, на котором остановился) писать эту книгу\*. Порядок написания отдельных глав и параграфов абсолютно не соответствует их расположению. Одни разделы написаны, что называется, с ходу, другие много раз переделывались. Отсюда некоторая неровность стиля и другие недостатки. Словом, книга получилась не совсем такой, как была задумана. Тем не менее автор надеется, что она найдет своих читателей. И если некоторые из них по-настоящему заинтересуются ядерной физикой, то цель, поставленная автором, будет достигнута.

Несколько замечаний о содержании и характере книги.

Выбранная занимательная форма рассказа неизбежно привела к тому, что книга оказалась собранием избранных вопросов из ядерной физики и физики элементарных частиц. Поэтому она ни

\*Пользуясь удобным случаем, хочется отметить, что настоящая книга появилась в свет в значительной степени благодаря деликатной настойчивости Издательства, которое неизменно верило в необходимость подобной книги и в способность автора ее написать.

в какой степени не может заменить любой самый элементарный учебник с присущим ему систематическим изложением материала, упоминанием имен ученых и ссылками на литературу. Эта книга не очень систематичная, в ней сравнительно мало имен, а ссылки на литературу носят эпизодический характер. Однако, по мнению автора, эти особенности книги не помешают читателю понять ее содержание. Поясним эту мысль аналогией.

Есть разные способы изучения иностранного языка. Один описывается на систематическое изучение правил грамматики и перевода, постановку произношения, заучивание слов и т.п. Вероятно, таким способом в конце концов язык выучить можно. Но процедура эта длинная, трудная и неинтересная. Другой способ заключается в том, что человек просто попадает в среду, где все, кроме него, говорят только на иностранном языке. Человеку трудно, но интересно. И язык он выучивает быстрее, чем первым способом.

Вот именно таким вторым способом автор и предлагает читателю познакомиться с ядерной физикой. Пусть лучше читателю будет трудно и не сразу все понятно, но зато интересно. Интересные трудности легче преодолевать. Тем более что для этого даже не придется выходить за рамки данной книги: если хорошенько поискать, то в ней можно найти ответы почти на все непонятные вопросы.

Нынешних школьников трудно сравнить с прежними, если так можно выразиться, “довоенными”. У нас, кроме книг Я.И. Перельмана, почти ничего больше не было. Теперь наиболее любознательные школьники знают физику в объеме трехтомного курса под редакцией академика Г.С. Ландсберга. Имеется много научно-популярных книг по теории относительности, ядерной физике, ядерной энергетике, физике элементарных частиц и др. Наши журналы и газеты печатают множество статей популяризаторов науки. Поэтому автор может рассчитывать на то, что читатель этой книги знает многое из того, о чем в ней не говорится. Это позволяет не тратить время и место на набившие оскомину “обязательные главы” современных научно-популярных книг, посвященные описанию исторического хода развития наших знаний об атоме, атомном ядре и элементарных частицах. Вместо них в книге дана относительно небольшая вводная глава, в которой без особых пояснений сформулировано *состояние* наших знаний на сегодняшний день.

Эта глава представляет собой нечто вроде краткого конспекта по ядерной физике, по которому можно судить о месте того или иного конкретного явления в этой науке и о взаимосвязи различных явлений, а также найти те разделы книги, где о них рассказывается подробнее. Таким образом, при активном использовании первой главы книгу можно читать не подряд. Естественно, что из-за всех этих особенностей вводная глава написана более строгим языком, чем остальные.



Объекты микромира отличаются очень малыми размерами и массой и, как правило, движутся со скоростями, близкими к скорости света. Как в том, так и в другом случае классическая механика Ньютона перестает давать правильные результаты. В связи с этим физики, изучающие микромир, используют для интерпретации своих результатов квантовую механику и теорию относительности. Без понимания основных положений этих наук нельзя обойтись и при популярном изложении ядерной физики. Поэтому гл. 2 и 3 книги посвящены именно этим вопросам. Однако они, в отличие от других научно-популярных книг, приближены к задачам ядерной физики.

Фундаментальнейшими вопросами ядерной физики и физики элементарных частиц являются вопросы о природе и характере взаимодействий, в которых участвуют микрочастицы, о законах сохранения и их роли в разных взаимодействиях. Им, а также вопросам классификации элементарных частиц посвящена гл. 4.

Последующие главы посвящены собственно ядерной физике: ее достижениям и применениям, взаимосвязи с другими науками и нерешенным проблемам\*. Изложение рассмотренных здесь вопросов проведено в общем для книги занимательном стиле. Ряд "наиболее занимательных" вопросов (неожиданные применения, интересные проекты, удивительные точности, любопытные эффекты и остроумные решения) выделен в большую самостоятельную главу.

В книге довольно много формул и расчетов (которые доступны старшекласснику). Автор пошел на это сознательно. Настоящий физик не должен бояться математики. Физика — наука количественная, и подменять ее словами нельзя. Кстати, современный молодой человек, интересующийся физикой, это хорошо понимает. Один наш крупный ученый и хороший популяризатор рассказал как-то автору о своей встрече со школьниками — читателями его научно-популярной книги: школьники упрекали ученого за то, что в его книге слишком *мало* формул!

В заключение несколько советов читателям.

Из педагогических соображений автор старался строить изложение так, чтобы первое знакомство с новым вопросом происходило без особых подробностей. Сначала надо увидеть лес, а уже потом деревья. Представление о "лесе" в целом дает вводная глава, к которой мы рекомендуем периодически возвращаться, чтобы "не потерять за деревьями леса".

\*Рассказывая о разнообразных применениях ядерной физики и о ее взаимосвязи с другими науками, автор зачастую был вынужден довольно далеко отходить от своей узкой специальности и выступать в качестве дилетанта. Поэтому он заранее приносит свои извинения специалистам (медикам, химикам, археологам и др.), в руки которых может попасть эта книга, за упрощенное изложение соответствующего материала.

Ядерная физика — наука сложная и трудная. Неискушенный читатель встречается здесь со множеством новых необычных явлений и понятий, к которым очень нелегко привыкнуть. Отчетливо представляя себе это и желая облегчить участь читателя, автор старался почаще разбавлять серьезный текст шуточными отступлениями, наглядными и забавными аналогиями, предполагаемыми случаями из жизни читателя и т.п. Все это, конечно, помогает восприятию материала, но при этом нельзя забывать, что аналогия в науке — вещь рискованная. Буквальное понимание ее часто приводит к вульгаризации. Поэтому, пользуясь аналогией, старайтесь понять, где она кончается, в чем она не проходит, и снова вернитесь к тому физическому явлению, для иллюстрации которого аналогия придумана.

И, наконец, последний совет. В связи с занимательностью материала и облегченным способом его изложения книга может показаться простой. Не доверяйте этому ощущению и отнеситесь к ней достаточно серьезно. Чтобы от книги был толк, ее надо читать с карандашом и бумагой в руках и почаще размышлять над прочитанным.

Во второе издание книги добавлен ряд новых разделов (вычитание релятивистских скоростей, разведка кладовых природы, поиски кварков в космическом излучении, поиски монополей в лунном веществе и на ускорителе в Серпухове, открытие антигелия). Одни разделы были существенно дополнены (закон сохранения энергии, ядерные стимуляторы сердца, гигантские ускорители), в другие добавлены краткие сообщения о новых достижениях и проектах (геотермальная электростанция, воздушные и космические ядерные двигатели, ядерная "печка" Лунохода, новые изотопы курчатовия и поиски сверхтяжелых элементов, использование  $^{252}\text{Cf}$  в медицинских целях и для отыскания полезных ископаемых), в третьих даны новые подробности о действующих установках и известных проектах (Серпуховский ускоритель, проект второго Панамского канала и др.). Кроме того, во второе издание внесено много мелких дополнений в соответствии с пожеланиями читателей.

В заключение автор выражает искреннюю признательность проф. Л.В. Грошеву и чл.-кор. АН СССР И.И. Гуревичу за обсуждение рукописи книги, а также благодарит всех, кто своими советами помог ее написать.

Чем более вникают в деяния природы, тем видима наиболее становится простота законов, коим следует она в своих деяниях.

А.Н. Радищев

## § 1. НАША ПРОГРАММА

*Обращение к читателю. — Этапы познания природы. — Четыре элемента древних греков. — Атомистическая теория. — Тысячи молекул из сотни атомов. — Три элементарных кирпичика. — Новые открытия. — Опять сотни. — А может быть, их все-таки не так уж много? — Программа этой книги.*

Начнем с того, что читать эту главу сейчас, в начале книги, совсем не обязательно. Это — самая неинтересная (точнее говоря, самая незанимательная) глава, потому что в ней довольно сухо рассказывается о ядерной физике как о науке. Вместе с тем изложенный здесь материал может оказаться полезным по ходу чтения остальных глав книги, так как он связывает их воедино. Может быть, самое разумное обращение с этой главой заключается в следующем: надо прочесть этот параграф, бегло просмотреть остальные и перейти к другим главам, а затем периодически возвращаться к вводной главе за разъяснениями и указаниями и, наконец, внимательно прочесть ее в заключение всей книги.

Итак, что такое ядерная физика, как она возникла и чем занимается, каковы ее достижения и что она еще не решила, как она связана с другими науками и в чем ее значение?

В процессе познания природы человек всегда стремился как-то классифицировать изучаемые вещества, выделять сходные по свойствам, разбивать на составные (элементарные) части.

Самую первую (из числа известных нам) попытку упорядочить окружающий мир предприняли древнегреческие философы-материалисты, которые считали, что все вещества состоят из четырех вечно существующих элементов: земли, воды, воздуха и огня. Большое разнообразие веществ они объяснили разными комбинациями этих четырех элементов. Из единства строения всех веществ делали вывод о возможности их взаимных превращений. Некоторые последователи этого учения ввели представление об атомистической природе вещества.

Эти взгляды, кажущиеся сейчас весьма наивными, просуществовали до XVII столетия и сыграли огромную роль. Они не только утверждали материальность мира, но и в какой-то мере заложили качественные основы современного учения о разных состояниях вещества и об его атомно-молекулярной структуре.

С тех пор прошло 2500 лет. За это время человек накопил много конкретных сведений об окружающих его веществах, изучил их свойства, научился превращать одни вещества в другие и даже получать новые ве-

щества, не встречающиеся в природе. Естественно, что одновременно с углублением познания закономерностей природы совершенствовались и взгляды на структуру вещества.

В XVII в. возродилась (на новом уровне знания) атомистическая теория, согласно которой каждое вещество состоит из мельчайших неделимых частиц — *атомов материи*. В конце XVIII в. ученые впервые узнали, что вода — сложное вещество, состоящее из двух простых веществ — кислорода и водорода. Соответственно понятие атомы материи было разбито на два: *молекулы* и *атомы*.

Молекула является мельчайшей частицей сложного вещества. Каждое сложное вещество состоит из молекул одного типа. Сколько разных веществ, столько различных типов молекул.

Атом — мельчайшая частица простого вещества — элемента. Элементов существенно меньше, чем веществ. В начале XIX в. их было известно 50, сейчас (вместе с созданными искусственно) — 107. Столько же имеется разных атомов\*. И вот из сотни разных атомов как из элементарных кирпичиков можно построить многие, многие тысячи различных молекул.

Таким образом, атомы приняли на себя функции четырех элементов древних греков. Углубление знаний о веществе привело к резкому возрастанию числа элементарных частиц.

Когда были открыты атомы, им приписали свойство неделимости. И в течение целого столетия ученым казалось, что атомы действительно обладают этим свойством, так как во всех взаимодействиях между собой они вели себя как неделимые частицы. Однако в конце XIX — начале XX столетия неделимость атома была поставлена под сомнение. В то время были открыты катодное и рентгеновское излучения, радиоактивность. Все это указывало на сложный состав и общность структуры разных атомов.

В 1911 г. было установлено, что любой атом состоит из *ядра* и окружающих его *электронов*. Этот год можно считать годом рождения ядерной физики, главной задачей которой является изучение атомного ядра.

Первые сведения о структуре ядра были получены в 1919 г., когда в составе ядра открыли *протоны*. Вначале предполагали (ошибочно), что в составе ядра кроме протонов имеются еще и электроны. Ошибка была исправлена в 1932 г., когда в составе ядра открыли *нейтроны*. Теперь изучение любого вещества независимо от его состояния (твердого, жидкого, газообразного) и конкретного вида в конечном итоге сводится к изучению свойств и взаимодействия трех частиц: протонов, нейтронов и электронов. Любой атом состоит из этих частиц.

Сравнительно недавно в связи с развитием работ по получению управляемой термоядерной реакции физики ввели на равных правах новое, четвертое состояние вещества — *плазму*. Плазма состоит не из атомов, а непосредственно из ядер (или ионов) и электронов, не связанных между собой. Наконец, физики и астрономы предполагают существование еще одного состояния вещества — чисто нейтронного. И в этих двух случаях все сводится к свойствам протонов, нейтронов и электронов.

Открытие строения атома и атомного ядра — крупнейшее достижение ядерной физики. Подумайте только, все, что нас окружает, построено из

\*Строго говоря, разных атомов гораздо больше, так как почти все элементы имеют по несколько изотопов. Однако изотопы были открыты уже после того, как атомы перестали считать элементарными частицами.

элементарных частиц всего-навсего трех сортов! Каждая из них может участвовать не более чем в четырех видах взаимодействия: *сильном (ядерном)*, *электромагнитном*, *слабом* и *гравитационном*, из которых одно — гравитационное — в микромире почти всегда можно не учитывать. Поэтому какое бы явление природы вы ни рассматривали (механическое, химическое, электрическое, магнитное, тепловое, ядерное), с какими бы состояниями вещества (твердое, жидкое, газообразное, плазма) вы ни имели дела, все в конечном итоге сводится к нескольким (одному — трем) взаимодействиям двух-трех сортов частиц, причем очень часто преобладают только одно взаимодействие и всего два сорта элементарных частиц. Например, все атомные явления, в сущности, сводятся к электромагнитному взаимодействию электронов с ядром, состоящим из протонов и нейтронов, а внутриядерные — к сильному и электромагнитному взаимодействию между протонами и нейтронами ядра и слабому взаимодействию между ядром и электронами.

Таким образом, ядерная физика существенно упростила картину “устройства мира”, и в течение некоторого времени казалось, что в физике царит полное благополучие. Однако это благополучие очень скоро нарушилось.

Более глубокое изучение свойств атомных ядер, протонов, нейтронов и электронов привело к открытию *позитрона*, *нейтрино*, *мюонов*, *П-мезонов* и других частиц. Число элементарных составных частей, из которых построен мир, опять начинает возрастать, и в настоящее время это число (с учетом многочисленных нестабильных частиц — *резонансов*) снова превосходит сотню (и даже не одну).

Изучением свойств элементарных частиц занимается специальная наука — физика элементарных частиц, которая раньше была одним из небольших разделов ядерной физики. Сейчас это изучение продвинулось уже настолько далеко и глубоко, что вновь появилась надежда на сокращение числа первичных элементов, из которых построен мир, и не исключено, что этих элементов будет сравнительно немного (см. § 41).

Вы видите, что для познания окружающего мира человеку пришлось пройти увлекательный, но мучительно длинный и трудный путь изучения вещества, начиная от самых сложных его форм и кончая элементарными частицами. Рассказывая об успехах ядерной физики и физики элементарных частиц, очень соблазнительно повторить этот путь на бумаге в том же хронологическом порядке (но, конечно, упрощенно и сокращенно). Обычно так и поступают.

Однако мы с вами сделаем иначе: мы пройдем этот путь не в прямом, а в обратном направлении. Это даст нам возможность избежать длинных обходных путей и миновать многочисленные тупики заблуждений, которые часто встречались ученым при их движении по лабиринту науки.

Конечно, при таком методе изложения материала появляются свои трудности, потому что по мере “упрощения” картины устройства мира существенно усложняется способ его описания. Так, для описания микромира недостаточно классической механики и классической физики, а необходимы релятивистская механика и квантовая физика. Но ведь рано или поздно о них все равно придется рассказывать, так что даже с учетом этих трудностей наш “обратный” путь выглядит более экономным, чем “прямой”.

Итак, воспользуемся всем тем, что “добыла” ядерная физика за время своего существования, включая самые последние годы, и постараемся рас-

сказать об этом по возможности наиболее рациональным способом. Для этого рассмотрим сначала свойства известных элементарных частиц, характер их взаимодействия, законы, которым подчиняются эти взаимодействия, классификацию элементарных частиц.

Зная свойства элементарных частиц, мы сумеем уже сравнительно просто построить из них более сложные объекты — атомные ядра и атомы — и понять их свойства, т.е. перейти от физики элементарных частиц к ядерной и (частично) атомной физике. В соответствующих параграфах будут рассмотрены свойства как стабильных, так и радиоактивных ядер, ядерные реакции, ядерная энергетика и другие вопросы, а также многочисленные применения ядерной физики в самых разнообразных областях.

Наконец, комбинируя разные атомы, можно было бы построить все известное нам многообразие различных веществ. Однако эти вопросы выйдут за рамки ядерной физики, поэтому мы, как правило, займаться ими не будем (хотя отдельные свойства макросреды рассмотрим).

Сформулированная программа будет осуществлена дважды: один раз очень кратко, почти конспективно (но зато последовательно и систематично) — в пределах гл. 1; второй раз более подробно и, как мы надеемся, более интересно — на протяжении всех остальных глав.

А теперь напоминаем, что те из вас, кому последующие параграфы гл. 1 покажутся трудными и скучными, могут пролистать их и сразу перейти к гл. 2: Но не забывайте возвращаться к вводной главе, если при чтении книги вы встретите что-нибудь непонятное или потеряете общую ориентировку. Найти нужное место в гл. 1 можно по подзаголовкам ее параграфов.

## § 2. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ МЕЖДУ НИМИ

*Из чего и как устроен атом. — Протон, нейтрон и электрон. — Ядерные и электромагнитные силы. — Позитрон и нейтрино. — Слабые силы. — Мезоны. — Странные частицы. — Очарованные и прелестные частицы. —  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозоны. — Свойства элементарных частиц. — Законы сохранения. — Античастицы. — Резонансы. — Кварки. — Глюоны.*

Как уже было сказано, впервые об элементарных частицах как о составных частях любого атома стали говорить в конце XIX — начале XX столетия. Именно в это время было показано, что атомы могут преобразовываться друг в друга при радиоактивных превращениях, которые заключаются в испускании атомом (как считали тогда, а на самом деле атомным ядром)  $\alpha$ -частиц, электронов,  $\gamma$ -квантов. В эти же годы (несколько раньше) были открыты катодное и рентгеновское излучения, испускание которых различными атомами свидетельствовало о сходном строении всех атомов.

Следующими этапами в познании строения атома было открытие тяжелой заряженной сердцевины атома — атомного ядра (1911 г.) и его составных частей: протона (1919 г.) и нейтрона (1932 г.). После открытия нейтрона структура атома окончательно определилась, и с тех пор наши представления о его строении остаются практически неизменными. Согласно этим представлениям любой атом состоит из определенного числа трех видов элементарных частиц: протонов  $p$ , нейтронов  $n$  и электронов  $e$ . Протоны и нейтроны, масса каждого из которых примерно в 1800 раз



больше массы электрона, образуют тяжелое положительно заряженное атомное ядро очень малых ( $10^{-13} - 10^{-12}$  см) размеров. Протоны и нейтроны (которые вместе называют *нуклонами* и обозначают  $M$ ) удерживаются внутри атомного ядра ядерными силами притяжения (см. § 18, п. 4 и § 19, п. 3). Ядерные силы — самые интенсивные силы природы (точнее см. § 41, п. 6). В пределах атомного ядра они действуют гораздо (раз в 100) сильнее электромагнитных сил и поэтому удерживают внутри ядра одновременно заряженные протоны. Но ядерные силы действуют только на очень малых (порядка  $10^{-13}$  см) расстояниях, а электромагнитные силы убывают с расстоянием сравнительно медленно (по закону  $1/r^2$ ), поэтому на расстоянии от ядра  $r \geq 10^{-12}$  см протоны сильно отталкиваются от него.

Атомные ядра разных типов отличаются друг от друга числом содержащихся в них протонов и нейтронов. В легких ядрах число протонов примерно равно числу нейтронов, в тяжелых — протонов примерно 40%, а нейтронов 60%.

Вокруг атомного ядра на очень больших расстояниях (около  $10^{-8}$  см) по сравнению с размерами ядра (порядка  $10^{-13}$  см) находятся отрицательно заряженные электроны, которые удерживаются в области атома электромагнитными силами притяжения, действующими на них со стороны положительно заряженного ядра. Число электронов в атоме равно числу протонов в ядре. Квантами (переносчиками) электромагнитного взаимодействия являются фотоны. Фотоны не входят в состав атома, а образуются в момент их испускания.

В процессе преобразования атомных ядер из них испускаются электроны и антинейтрино ( $\beta^-$ -распад), позитроны и нейтрино ( $\beta^+$ -распад), фотоны большой энергии —  $\gamma$ -кванты ( $\gamma$ -излучение). Первые два процесса идут под действием слабых  $\beta$ -сил, ответственных за медленные процессы (слабое взаимодействие, см. § 19, п. 4), последний — под действием электромагнитных сил (см. § 19, п. 2).

Перечисленные частицы не входят в состав ядра, так как они образуются непосредственно в момент испускания. Тем не менее эти частицы также называют элементарными, потому что ни одну из них нельзя "составить" из других (тогда как атомное ядро можно составить из протонов и нейтронов, а атом — из протонов, нейтронов и электронов).

После открытия нейтронов начались интенсивные исследования свойств ядерных сил. Выяснилось, что для объяснения некоторых из этих свойств надо предположить существование в природе новых элементарных частиц, поиски которых в конце концов привели к открытию мюонов ( $\mu^+$  и  $\mu^-$ ) и  $\pi$ -мезонов ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $\pi^0$ ). Изучение свойств  $\pi$ -мезонов показало, что они являются квантами ядерных сил, т.е. сильного взаимодействия.

Вскоре после открытия  $\pi$ -мезонов были обнаружены  $K$ -мезоны и гипероны, названные за их удивительные свойства *странными* частицами. Затем после довольно длительного перерыва (в середине 70-х годов) были открыты *очарованные* и *прелестные* частицы, а совсем недавно (в 1983 г.) — так называемые промежуточные  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозоны, являющиеся квантами слабого взаимодействия.

Каждая элементарная частица характеризуется набором свойств: массой, спином (собственным моментом количества движения, описывающим состояние квантовомеханического "вращения" частиц), изотопическим спином (характеристика сильновзаимодействующих частиц — адронов), электрическим зарядом, барионным зарядом (характеристика нуклонов, гиперонов и некоторых других тяжелых частиц), лептонным зарядом (характеристика нейтрино, электронов, позитронов, мюонов и других лептонов),

странностью, очарованием и прелестью (характеристики частиц с соответствующими названиями), четностью (характеристика адронов и фотона), магнитным моментом, схемой распада, временем жизни, характером взаимодействия, в которых она участвует (см. § 19, 20), и др.

Большинство из перечисленных характеристик имеют лишь определенные значения. Например, электрический заряд любой из реально обнаруженных (в свободном виде) частиц равен либо  $\pm e$ , либо 0, либо  $+2e$ . Однако масса и время жизни (а также магнитный момент) принимают значения в широком диапазоне. [Исключение составляют частицы с равными нулю магнитными моментами, стабильные частицы (бесконечно большое время жизни) и античастицы, о которых речь будет ниже.] Массы известных частиц лежат в интервале от нуля (фотон) до 175000 электронных масс ( $Z^0$ -бозон). В промежутке между ними находятся массы электронов ( $1m_e$ ), мюонов и  $\pi$ -мезонов (соответственно около  $200m_e$  и  $300m_e$ ),  $\eta$ - и  $K$ -мезонов (около  $1000m_e$ ), нуклонов (около  $1800m_e$ ), гиперонов ( $2200m_e - 3300m_e$ ),  $T$ -лептонов (около  $3500m_e$ ), очарованных частиц ( $3700m_e - 4800m_e$ ), прелестных частиц (около  $10000m_e$ ).

Если не считать  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозонов, о которых мы поговорим особо, то наиболее короткоживущими из перечисленных частиц являются  $\eta$ -мезон и  $\Sigma^0$ -гиперон, время жизни которых примерно равно  $10^{-18}$  и  $10^{-19}$  с соответственно. За ними идут  $\pi^0$ -мезон (около  $10^{-16}$  с),  $T$ -лептон и очарованные частицы ( $10^{-13} - 10^{-12}$  с), все остальные гипероны и  $K_S^0$ -мезон ( $10^{-10}$  с),  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  и  $K^0$ -мезоны (около  $10^{-8}$  с), мюоны (около  $10^{-6}$  с). Все эти частицы можно назвать метастабильными, или квазистабильными, так как они стабильны относительно сильного взаимодействия. Наиболее долго живет среди метастабильных частиц нейтрон (около 15 мин). Наконец, ряд частиц (фотон, электрон, нейтрино и протон) стабильны, так как они не распадаются ни под действием сильного, ни под действием электромагнитного, ни под действием слабого взаимодействия\*.

Опыт показывает, что во всех видах взаимодействия (сильном, электромагнитном и слабом) элементарных частиц выполняются *законы сохранения* (см. § 20, п. 1 — 6) энергии, импульса, момента количества движения, электрического, барионного и лептонного зарядов. В сильных и электромагнитных взаимодействиях, кроме того, выполняется закон сохранения странности, четности и некоторые другие. В сильных взаимодействиях сохраняется изотопический спин.

Для каждой элементарной частицы была обнаружена *античастица* [ $\mu^0$ -мезона,  $\eta$ -мезона и  $\gamma$ -кванта (фотона) античастица и частица тождественны].

Античастица электрона — позитрон. Его существование было предсказано в 1928 г. теоретически (см. § 18, п. 3). Экспериментально он был обнаружен в 1932 г. в космическом излучении. В 1955 г. был открыт *антипротон*, а в 1956 г. — *антинейтрон*. Они являются античастицами протона и нейтрона (см. § 40).

Частица и античастица имеют тождественные массу, спин и время жизни и противоположные заряды (электрический, барионный, лептонный, странный и др.) и магнитный момент. Схема распада античастицы аналогична схеме распада частицы, если в последней все частицы заменить античас-

\*Согласно современным теоретическим взглядам, протон может распадаться за время порядка  $10^{30} - 10^{32}$  лет.

тицами. В связи с тем что у античастицы все заряды противоположны зарядам соответствующей частицы, встреча частицы со своей античастицей приводит к специфическому ядерному процессу — *аннигиляции* (см. § 8 и 18, п. 3). В процессе аннигиляции частица и античастица превращаются в другие частицы с меньшей массой (но зато с большей кинетической энергией) или в электромагнитное излучение ( $\gamma$ -кванты). В соответствии с законами сохранения зарядов суммарный заряд каждого типа у образующихся при аннигиляции частиц равен нулю (так как он равен нулю у аннигилирующих частиц). В процессе аннигиляции освобождается наибольшая доля энергии, “законсервированной” в массе частиц, и эта энергия превращается в действенную форму — кинетическую энергию образующихся частиц.

Всего (вместе с античастицами) в настоящее время известно 55 стабильных и квазистабильных частиц. Основные свойства этих частиц представлены в табл. 1. Значения масс элементарных частиц даны в мегаэлектрон-вольтах\*.

Кроме перечисленных 55 стабильных и квазистабильных (т.е. достаточно долгоживущих) частиц к настоящему моменту открыто более двухсот чрезвычайно короткоживущих частиц (нестабильных относительно сильного взаимодействия), названных *резонансами*, которые распадаются за очень малое время:  $\tau \approx 10^{-23} \div 10^{-20}$  с. Для самых короткоживущих резонансов это время всего в несколько раз превосходит так называемое *ядерное время*, т.е. минимальное время, характерное для ядерного взаимодействия ( $T_{\text{яд}} \approx 5 \cdot 10^{-24}$  с). Такие резонансы распадаются, едва успев отлететь от области, в которой они возникли, на расстоянии, немного превышающее размеры этой области. Тем не менее свойства резонансов изучены почти столь же хорошо, как и свойства более долгоживущих, стабильных и квазистабильных элементарных частиц.

Для резонансов, так же как и для частиц, известны масса, спин, заряды, изотопический спин, схема распада, время жизни (точнее, характеристика, эквивалентная времени жизни, — ширина резонанса  $\Gamma \approx \hbar / \tau$ ). Свойства некоторых резонансов приведены в табл. 2.

Две последние строчки в этой таблице занимают недавно (1982 — 1983 гг.) открытые  $W^{\pm}$ - и  $Z^0$ -векторные промежуточные бозоны. Эти частицы имеют огромную массу (80 — 90 ГэВ), единичный спин, очень большую ширину резонанса ( $\Gamma \approx 2,5$  ГэВ) и, следовательно, чрезвычайно малое время жизни:  $\tau \approx \hbar / \Gamma = 6,6 \cdot 10^{-16} / 2,5 \cdot 10^9 \approx 3 \cdot 10^{-25}$  с. Однако и этого весьма малого времени жизни им оказывается достаточно для того, чтобы они могли выполнять функции квантов слабого взаимодействия, т.е. успевать пролетать расстояние порядка радиуса слабого взаимодействия  $r_{\text{сл}} \approx 2 \cdot 10^{-16}$  см.

\* В ядерной физике в качестве единицы энергии наиболее часто используется 1 электрон-вольт (эВ) — энергия, приобретаемая единичным электрическим зарядом при прохождении им разности потенциалов 1 В. Более крупные единицы: 1 кэВ =  $10^3$  эВ; 1 МэВ =  $10^6$  эВ; 1 ГэВ =  $10^9$  эВ; 1 ТэВ =  $10^{12}$  эВ. Нетрудно показать, что  $1 \text{ эВ} \approx 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} \approx 1,6 \times 10^{-19} \text{ Дж}$ . Энергетическое выражение массы получается из соотношения Эйнштейна  $E = mc^2$ . Например, для массы электрона получается  $E_e = m_e c^2 = 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ г} \cdot 9 \cdot 10^{20} \text{ г} \cdot \text{см}^2 / \text{с}^2 = 0,82 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} = 0,82 \times 10^{-13} \text{ Дж} = 0,511 \text{ МэВ}$ .

Большое число элементарных частиц (и резонансов) с родственными свойствами заставляет физиков искать способы их классификации. Некоторые успехи в этом направлении получены на основании теории унитарной симметрии. Согласно этой теории частицы с одинаковыми спинами и четностями образуют *супермультиплеты*, т.е. группы частиц с близкими массами и закономерно изменяющимися зарядами и странностями (см. § 41, п. 2). Наибольшим достижением теории унитарной симметрии было предсказание существования  $\Omega^-$ -гиперона, который вскоре после этого был открыт (1964 г.).

В последние годы очень большого успеха достигла классификация сильновзаимодействующих частиц — *адронов* — на основе кварковой модели. Согласно этой модели (которая была предложена еще в 60-е годы) любой адрон состоит из двух-трех истинно элементарных частиц — *кварков* — с весьма необычными свойствами (например, с дробными электрическими зарядами  $\pm e/3$  и  $\pm 2e/3$ ). Предполагается, что существует шесть типов (*ароматов*) кварков (и столько же антикварков), взаимодействие между которыми осуществляется *глюонами*. Кварки и глюоны имеют специфический заряд, который называется *цветом*. Каждый тип кварка имеет по три цветовых разновидности, глюоны — восемь. В настоящее время существование пяти кварков\* и наличие у них цвета и некоторых других свойств, а также существование глюонов уже доказано в косвенных экспериментах. В свободном виде кварки в природе не обнаружены (подробнее см. § 41, пп. 3 и 4).

### § 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ СО СРЕДОЙ

*Сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия протона. — Разновидности электромагнитного взаимодействия заряженных частиц. — Особенности взаимодействия нейтронов со средой. — Быстрые и тепловые нейтроны. — Замедлители и поглотители нейтронов. — Ультрахолодные нейтроны. — Взаимодействие  $\gamma$ -квантов со средой: фотоэффект, эффект Комптона, образование электрон-позитронных пар.*

При движении частиц в какой-либо среде они взаимодействуют с ее атомами, т.е. с атомными ядрами и окружающими их электронами. Характер взаимодействия определяется видом частицы, ее энергией, свойствами среды и условиями, в которых взаимодействие происходит.

Так, протон может участвовать во всех трех видах взаимодействия: сильном (ядерном), электромагнитном и слабом. Пролетая мимо атома на расстоянии  $r \geq 10^{-8}$  см, он ионизует его (неупругое электромагнитное взаимодействие протона с электронами атома). Сам протон при этом теряет очень небольшую часть своей первоначальной энергии. Пролетая мимо протона или атомного ядра на расстоянии  $r \geq 10^{-12}$  см, протон испытывает упругое кулоновское (электромагнитное) рассеяние на электрическом заряде протона (ядра). Потеря энергии у протона в этом случае значительно больше. Если же протон пролетает на расстоянии  $r \approx 10^{-13}$  см от ядра или нуклона, то он преимущественно взаимодействует с ним ядерным (силь-

\* В 1984 г. появилось предварительное сообщение об открытии шестого кварка массой  $30 < m_q < 50$  ГэВ

Таблица 1. Классификация и свойства стабильных и квазистабильных

Название и обозначение частицы и античастицы	Масса $m$ , МэВ	Электрический заряд $z, e$	Спин $s, \hbar$	Изотопический спин $T$
Фотон ( $\gamma$ )	0	0	1	0,1
Лептоны				
Электрон, позитрон ( $e^-, e^+$ )	0,511	$\mp 1$	1/2	—
Нейтрино, антинейтрино электронное ( $\nu_e, \bar{\nu}_e$ )	$\begin{cases} 0 \\ 14 < m_\nu < 46 \text{ эВ} \end{cases}$	0	1/2	—
$\mu^-, \mu^+$ -Мюоны ( $\mu^-, \mu^+$ )	105,7	$\mp 1$	1/2	—
Нейтрино, антинейтрино мюонное ( $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ )	$< 0,52$	0	1/2	—
$\tau^-$ -Лептон, $\tau^+$ -лептон ( $\tau^-, \tau^+$ )	1785	$\mp 1$	1/2	—
Нейтрино, антинейтрино тау ( $\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ )	$< 250$	0	1/2	—
Мезоны				
$\pi^+$ -Мезон, $\pi^-$ -мезон ( $\pi^+$ и $\pi^-$ )	139,6	$\pm 1$	0	1
$\pi^0$ -Мезон ( $\pi^0$ )	135,0	0	0	1
$\eta$ -Мезон ( $\eta$ )	548,8	0	0	0
$K^+$ - и $K^-$ -мезоны ( $K^+, K^-$ )	493,7	$\pm 1$	0	1/2
$K^0$ - и анти- $K^0$ -мезоны ( $K^0, \bar{K}^0$ )	497,7	0	0	1/2
$D^+$ - и $D^-$ -мезоны ( $D^+, D^-$ )	1869,4	$\pm 1$	0	1/2
$D^0$ - и анти- $D^0$ -мезоны ( $D^0, \bar{D}^0$ )	1864,7	0	0	1/2
$F^+$ - и $F^-$ -мезоны ( $F^+, F^-$ )	2020	$\pm 1$	0	0
$B$ - и анти- $B$ -мезоны ( $B, \bar{B}$ )	5250	?	?	?
Протон, антипротон ( $p, \bar{p}$ )	938,3	$\pm 1$	1/2	1/2
Нейтрон, антинейтрон ( $n, \bar{n}$ )	939,6	0	1/2	1/2
$\Lambda^0$ - и анти- $\Lambda^0$ -гиперон ( $\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0$ )	1115,6	0	1/2	0
$\Sigma^+$ - и анти- $\Sigma^+$ -гиперон ( $\Sigma^+, \bar{\Sigma}^+$ )	1189,4	$\pm 1$	1/2	1
$\Sigma^-$ - и анти- $\Sigma^-$ -гиперон ( $\Sigma^-, \bar{\Sigma}^-$ )	1197,3	$\mp 1$	1/2	1
$\Sigma^0$ - и анти- $\Sigma^0$ -гиперон ( $\Sigma^0, \bar{\Sigma}^0$ )	1192,5	0	1/2	1

частиц

Лептонные заряды $I_e, I_\mu, I_\tau$	Барионный заряд $B$	Странность $S$	Очарованность $c$	Преобладание $b$	Преобладание $\tau$ , с	Преобладающие схемы распада
0	0	0	0	0		
$I_e = \pm 1$	0	—	—	—	$> 5 \cdot 10^{21}$ лет	—
$I_e = \pm 1$	0	—	—	—	Стабильно	—
$I_\mu = \pm 1$	0	—	—	—	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$
$I_\mu = \pm 1$	0	—	—	—	Стабильно	—
$I_\tau = \pm 1$	0	—	—	—	$5 \cdot 10^{-13}$	$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau (\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)$ адроны + $\nu_\tau$
$I_\tau = \pm 1$	0	—	—	—	Стабильно	—
0	0	0	0	0	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$
0	0	0	0	0	$0,8 \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$
0	0	0	0	0	$10^{-18}$	$\eta \rightarrow 2\gamma (2\gamma\pi, 3\pi)$
0	0	$\pm 1$	0	0	$1,24 \cdot 10^{-8}$	$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu (\pi^+ \pi^0)$
0	0	$\pm 1$	0	0	$\begin{cases} K_s^0: 0,9 \times \\ \times 10^{-10} \\ K_L^0: 5,2 \times \\ \times 10^{-8} \end{cases}$	$K_s^0 \rightarrow 2\pi^+$
0	0	0	$\pm 1$	0	$9 \cdot 10^{-13}$	$K_L^0 \rightarrow \pi\mu\nu_\mu (3\pi, \pi e \nu_e)$
0	0	0	$\pm 1$	0	$5 \cdot 10^{-13}$	$D^+ \rightarrow K^0 \pi^+$ $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$
0	0	$\pm 1$	$\pm 1$	0	$2,2 \cdot 10^{-13}$	$F^+ \rightarrow \pi^+ \eta$
0	0	0	0	$\pm 1$	?	?
0	$\pm 1$	0	0	0	$> 10^{31}$ лет	—
0	$\pm 1$	0	0	0	$925 \pm 11$	$n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$
0	$\pm 1$	$\mp 1$	0	0	$2,6 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 \rightarrow p \pi^- (n \pi^0)$
0	$\pm 1$	$\mp 1$	0	0	$0,8 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0 (n \pi^+)$
0	$\pm 1$	$\mp 1$	0	0	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$
0	$\pm 1$	$\mp 1$	0	0	$5,8 \cdot 10^{-20}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$



Название и обозначение частицы и античастицы	Масса $m$ , МэВ	Электрический заряд $z, e$	Спин $s, \hbar$	Изотопический спин $T$
$\Xi^-$ и анти $\Xi^-$ -гиперон ( $\Xi^-, \Xi^+$ )	1321,3	$\mp 1$	1/2	1/2
$\Xi^0$ и анти $\Xi^0$ -гиперон ( $\Xi^0, \Xi^0$ )	1314,9	0	1/2	1/2
$\Omega^-$ и анти- $\Omega^-$ -гиперон ( $\Omega^-, \Omega^+$ )	1672,5	$\mp 1$	3/2	0
$\Lambda_c^+$ и анти- $\Lambda_c^+$ -барионы ( $\Lambda_c^+, \bar{\Lambda}_c$ )	2282	$\pm 1$	1/2	0
$\Sigma_c^+$ и анти- $\Sigma_c^+$ -барионы ( $\Sigma_c^+, \bar{\Sigma}_c$ )	2457	$\pm 1$	?	?
$\Sigma_c^{++}$ и анти $\Sigma_c^{++}$ -барионы ( $\Sigma_c^{++}, \bar{\Sigma}_c^{--}$ )	2457	$\pm 2$	?	?
$\Lambda_b$ и анти- $\Lambda_b$ -барионы ( $\Lambda_b, \bar{\Lambda}_b$ )	5425	0	?	?

Примечание. Квазистабильными здесь названы частицы, стабильные действительные значения массы, спина, изотопического спина и времени жизни и ного, лептонного, странности, очарования, прелести). Схема распада античача  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ , для антинейтрона  $\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^+ + \nu_e$ . Приведенные значения ле  $l_e = \pm 1, a/l_\mu = l_\tau = 0$ , для  $\mu^-, \mu^+, \bar{\nu}_\mu$  и  $\nu_\mu$ ;  $l_\mu = \pm 1, a/l_e = l_\tau = 0$ ; для всем лептонным зарядам ( $l_e = l_\mu = l_\tau = 0$ ).

ным) образом (упругое или неупругое рассеяние протона ядром или нуклоном). В процессе сильного взаимодействия протон теряет еще больше энергии.

При неупругом рассеянии часть энергии протона идет на возбуждение ядра. В частном случае неупругого взаимодействия протон может поглотиться ядром, а вместо него из ядра вылетит какая-либо другая частица. В таких случаях говорят о ядерной реакции (см. § 6).

Если кинетическая энергия протона  $T_p$  очень велика — несколько сот мегаэлектрон-вольт, то при его соударении с ядром (или нуклоном) могут образовываться новые частицы (например,  $\pi$ -мезоны). При этом ни нуклон, ни ядро не исчезают. Новые частицы возникают за счет кинетической энергии протона (см. § 20, п. 2).

При встрече протона с электроном они могут (правда, с очень малой вероятностью) провзаимодействовать слабым образом с образованием нейтрона и нейтрино:  $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$  (так называемый обратный  $\beta$ -распад).

При движении в среде протон встречает множество атомов, находящихся на различных расстояниях от траектории его полета. Поэтому в принципе он может (с существенно различной вероятностью) испытать все перечисленные выше виды взаимодействий (а также ряд других, на которых мы здесь не останавливались).

Лептонные заряды $l_e, l_\mu, l_\tau$	Барионный заряд $B$	Странность $S$	Очарование $C$	Прелесть $b$	Время жизни $\tau, c$	Преобладающие схемы распада
0	$\pm 1$	$\mp 2$	0	0	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$
0	$\pm 1$	$\mp 2$	0	0	$2,9 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \pi^0$
0	$\pm 1$	$\mp 3$	0	0	$0,8 \cdot 10^{-10}$	$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^- (\Xi^0 \pi^-, \Xi^- \pi^0)$
0	$\pm 1$	0	$\pm 1$	0	$1,1 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda_c^+ \rightarrow p \pi^+ K^- (\Lambda^0 \pi^+)$
0	$\pm 1$	0	$\pm 1$	0	?	$\Sigma_c^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0$
0	$\pm 1$	0	$\pm 1$	0	?	?
0	$\pm 1$	0	0	$\pm 1$	?	?

относительно сильного взаимодействия. Античастица и частица имеют противоположные по знаку значения всех зарядов (электрического, барионного, странности, очарования, прелести). Например, для нейтрона  $n$  и антинейтрона  $\bar{n}$  соответствующие значения зарядов:  $l_e = \pm 1, a/l_\mu = l_\tau = 0$ , для  $\mu^-, \mu^+, \bar{\nu}_\mu$  и  $\nu_\mu$ ;  $l_\mu = \pm 1, a/l_e = l_\tau = 0$ ; для всем лептонным зарядам ( $l_e = l_\mu = l_\tau = 0$ ).

Аналогично ведут себя и многие другие заряженные частицы, например  $\alpha$ -частицы. Но, конечно, в их поведении имеются особенности, обусловленные различием заряда, массы и др. Напомним, что в результате изучения упругого кулоновского рассеяния  $\alpha$ -частиц было открыто атомное ядро.

Электромагнитное взаимодействие заряженных частиц не ограничивается ионизацией атомов и кулоновским рассеянием на ядрах. При электромагнитном взаимодействии заряженных частиц происходят и другие процессы: тормозное и синхротронное излучения, которые особенно характерны для электронов (см. § 37, п. 4), излучение Вавилова — Черенкова, возникающее при движении заряженных частиц со скоростью, превышающей скорость света в данной среде (см. § 13), переходное излучение, появляющееся на границе двух сред с различными показателями преломления.

Нейтрон, так же как и протон, может участвовать во всех трех видах взаимодействий. Однако из-за отсутствия у него электрического заряда электромагнитное взаимодействие проявляется сравнительно слабо (только за счет наличия магнитного момента). Основными видами взаимодействия нейтронов являются упругое и неупругое рассеяние нейтронов ядрами и ядерный захват.

Относительная вероятность этих процессов зависит от свойств среды и энергии нейтронов. Известно, например, что быстрый ( $T_n \approx 2$  МэВ) нейт-

Таблица 2. Свойства некоторых нестабильных частиц

Название и обозначение	Масса $m$ , ГэВ	Электрический заряд $z, e$
Мезонные резонансы	$\rho$ -Резонанс ( $\rho^+, \rho^-, \rho^0$ )	$\pm 1, 0$
	$\omega$ -Резонанс ( $\omega$ )	0
	$K^*$ -резонанс ( $K_{892}^{*+}, K_{892}^{*-}, K_{892}^{*0}, \bar{K}_{892}^{*0}$ )	$\pm 1, 0$
	$\eta'$ -Резонанс ( $\eta'$ )	0
	$\varphi$ -Резонанс ( $\varphi$ )	1,020
	$J/\psi$ -частица ( $J/\psi$ )	3,1
	$\Upsilon$ -мезон ( $\Upsilon$ )	9,46
Барийные резонансы	$\Delta$ -резонанс ( $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$ )	$+2, \pm 1, 0$
	$\Sigma$ -резонанс ( $\Sigma_{1385}^+, \Sigma_{1385}^0, \Sigma_{1385}^-$ )	$\pm 1, 0$
	$\Xi$ -резонанс ( $\Xi_{1530}^+, \Xi_{1530}^-$ )	0, -1
Промежуточные бозоны	$W^\pm$ -бозон ( $W^+, W^-$ )	$\pm 1$
	$Z^0$ -бозон ( $Z^0$ )	0

рон, попавший в графит, испытывает серию упругих соударений с ядрами углерода и постепенно теряет свою кинетическую энергию (*замедляется*), пока (примерно через 110 — 120 соударений) она не сравняется с энергией теплового движения атомов. Такие нейтроны называют *тепловыми*. Кинетическая энергия тепловых нейтронов зависит от температуры среды (*замедлителя*). При комнатной температуре ее среднее значение равно 0,025 эВ. Дальнейшие соударения тепловых нейтронов с ядрами углерода практически не изменяют их энергии. Тепловые нейтроны перемещаются в среде (диффундируют) до тех пор, пока не будут захвачены ядрами углерода или примесей. Если графит хорошо очищен от примесей, то тепловой нейтрон проходит в нем до поглощения очень большой путь (время жизни теплового нейтрона в чистом графите около 0,01 с, что соответствует примерно 1600 соударениям с ядрами углерода). В связи с этим графит считается хорошим замедлителем. Он был использован при конструировании первых *ядерных реакторов* (см. § 28) и применяется в качестве замедлителя до сих пор.

Аналогично протекает процесс замедления нейтронов в водородсодержащих средах (например, в воде). Однако в этом случае быстрые нейтроны скорее становятся тепловыми (примерно за 20 соударений), так как при каждом соударении с ядром водорода (протоном) нейтрон теряет очень большую часть своей кинетической энергии (в среднем 50%). Другим отличием воды от графита является меньшее время жизни в ней тепло-

Барийный заряд $B$	Странность $S$	Спин $s, \hbar$	Изотопический спин $T$	Ширина резонанса $\Gamma$ , МэВ	Преобладающая схема распада
0	0	1	1	120	$\rho \rightarrow 2\pi$
0	0	1	0	12	$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$
0	$\pm 1$	1	1/2	50	$K_{892}^* \rightarrow K\pi$
0	0	0	0	0,3	$\eta' \rightarrow \eta 2\pi$
0	0	1	0	4	$\varphi \rightarrow K^+ K^-$
0	0	1	0	0,07	$J/\psi \rightarrow$ адроны $e^+ e^- (\mu^+ \mu^-)$
0	0	1	?	0,03	$\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^- (e^+ e^-)$
1	0	3/2	3/2	120	$\Delta \rightarrow N\pi$
1	-1	3/2	1	40	$\Sigma_{1385} \rightarrow \Lambda\pi$
1	-2	3/2	1/2	7	$\Xi_{1530} \rightarrow \Xi\pi$
0	-	1	-	2500	$W \rightarrow e^+ \nu_e$ $\mu^+ \nu_\mu$ и др.
0	-	1	-	2500	$Z^0 \rightarrow \nu \bar{\nu}$ $e^+ e^-$ и др. $\mu^+ \mu^-$

вого нейтрона (около 0,0002 с), что объясняется значительно большей вероятностью захвата теплового нейтрона протоном по сравнению с ядром углерода (примерно через 150 соударений). Таким образом, вода быстро замедляет нейтроны, но плохо сохраняет их. Поэтому обычную воду нельзя считать очень хорошим замедлителем. Зато превосходным замедлителем является тяжелая вода  $D_2O$ , так как ядра тяжелого изотопа водорода — дейтерия  $D \equiv {}^2_1H$  — в отличие от протонов захватывают тепловые нейтроны с ничтожно малой вероятностью (время жизни теплового нейтрона в тяжелой воде составляет около 0,15 с, что соответствует около 13500 соударениям).

Не меньшее значение имеют и вещества с противоположными свойствами. Типичными примерами таких сред являются кадмий и бор, которые отличаются чрезвычайно большой вероятностью захвата тепловых нейтронов. Кадмий и бор используются как поглотители тепловых нейтронов в регулирующих стержнях ядерных реакторов.

В последние годы большое внимание уделяется изучению свойств так называемых ультрахолодных нейтронов, т.е. нейтронов, кинетическая энергия которых чрезвычайно мала (около  $10^{-7}$  эВ). Они содержатся в очень небольшом количестве (около  $10^{-13}$  общего числа) в пучках реакторных нейтронов. Замечательным свойством ультрахолодных нейтронов является полное внутреннее отражение от границы вакуум—плотная среда при лю-

бых углах падения. Эта особенность ультрахолодных нейтронов позволяет выводить их из реактора по изогнутым трубам и накапливать в замкнутых объемах.

$\gamma$ -Кванты при прохождении через среду испытывают три основных вида взаимодействия (все они электромагнитные): фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар.

**Фотоэффект** является главным механизмом поглощения низкоэнергетических  $\gamma$ -квантов в тяжелых веществах. В процессе фотоэффекта вся энергия  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  передается одному из электронов атома. При этом небольшая ее часть, равная энергии связи электрона в атоме  $\epsilon_e$ , идет на отрыв электрона, а остальная преобразуется в его кинетическую энергию  $T_e$  (и пренебрежимо малую кинетическую энергию атома отдачи  $T_{ат} \ll T_e$ ):

$$E_\gamma = \epsilon_e + T_e. \quad (1)$$

Измерив энергию вылетевшего из атома фотоэлектрона, можно оценить энергию  $\gamma$ -кванта. Фотоэффект на свободном электроне невозможен.

**Эффектом Комптона** называют процесс *рассеяния*  $\gamma$ -кванта на свободном электроне. В процессе рассеяния  $\gamma$ -квант изменяет направление своего движения и теряет часть энергии. Избыток его энергии передается комптоновскому электрону. Изучение комптоновских электронов также позволяет определять энергию  $\gamma$ -квантов.

Если энергия  $\gamma$ -квантов превосходит  $2m_e c^2 \approx 1$  МэВ, то в окрестности ядра за счет энергии  $\gamma$ -кванта становится возможным процесс *образования электрон-позитронных пар*. Этот процесс невозможен в вакууме.

При взаимодействии  $\gamma$ -квантов с ядрами последние могут переходить в возбужденное состояние (см. § 4).  $\gamma$ -Кванты, энергия которых превышает несколько мегэлектрон-вольт, могут вырывать из ядра протоны, нейтроны,  $\alpha$ -частицы, т.е. вызывать ядерные реакции (подробнее см. § 6).

## § 4. АТОМНЫЕ ЯДРА

*Заряд и масса. — Размеры и форма. — Энергия связи. — Капельная модель. — Модель ядерных оболочек. — Магические числа. — Спин и магнитный момент. — Возбужденное состояние. — Ядерные уровни. — Антиядра.*

Как уже было сказано, атомное ядро состоит из нуклонов, т.е. из протонов и нейтронов. Число протонов в ядре совпадает с его порядковым номером  $Z$  в периодической системе элементов; число нейтронов равно  $N = A - Z$ , где  $A$  — массовое число.

В  $\beta$ -стабильных ( $\beta$ -нерадиоактивных) ядрах между числом протонов  $Z$  и общим числом нуклонов  $A$  существует соотношение

$$Z = A / (1,98 + 0,015A^{2/3}). \quad (2)$$

В настоящее время известно около 350  $\beta$ -стабильных ядер.

Ядра с одинаковым числом протонов  $Z$ , но с различным числом нейтронов называют *изотопами*. Ядра с одинаковым числом нуклонов  $A$  называют *изобарами*. Ядра с одинаковым числом нейтронов  $N$ , но с различным числом протонов называют *изотонами*.

Если число протонов  $Z_1$  одного ядра равно числу нейтронов  $N_2$  другого ядра ( $Z_1 = N_2$ ) и наоборот ( $Z_2 = N_1$ ), то эти ядра называют *зеркальными*.

Атомное ядро имеет приблизительно сферическую форму. Его радиус равен:

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (3a)$$

где  $r_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-13}$  см. Концентрация нуклонов в ядре постоянна:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{(4/3)\pi R^3} = \frac{3}{4\pi r_0^3} \approx 10^{38} \text{ см}^{-3}. \quad (36)$$

Нуклоны в ядре связаны *ядерными силами*, поэтому энергия ядра всегда меньше, чем энергия всех (разрозненных) нуклонов, из которых ядро состоит. В соответствии с соотношением Эйнштейна между массой и энергией  $E = mc^2$  (см. § 8) это означает, что масса ядра также всегда меньше суммы масс всех нуклонов, из которых ядро состоит. Превышение массы нуклонов над массой ядра, выраженное в энергетических единицах, называется *энергией связи ядра* (см. § 22):

$$\Delta W(A, Z) = [Zm_p + (A - Z)m_n - M_A(A, Z)] c^2. \quad (4a)$$

Энергию связи, приходящуюся на один нуклон, называют *удельной энергией связи нуклонов в ядре*  $\epsilon = \Delta W/A$ . Удельная энергия связи  $\epsilon$  является мерой устойчивости ядер. Приблизительно она равна для всех ядер 8 МэВ. Это означает, что для удаления одного нуклона за пределы ядра в него надо внести энергию около 8 МэВ (*энергия отделения нуклона*). Наоборот, при захвате ядром нуклона эта энергия освобождается (*энергия присоединения нуклона*) и в ядре появляется избыток энергии, т.е. ядро переходит в возбужденное состояние (см. конец этого параграфа).

Для конкретного ядра приближенное значение  $\Delta W$  ( $\epsilon$ ) может быть получено при помощи полуэмпирической формулы

$$\Delta W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta, \quad (46)$$

где  $\alpha, \beta, \gamma, \zeta, \delta$  — коэффициенты.

Формула (46) следует из *капельной модели ядра* (см. § 25), согласно которой ядро представляет собой сферическую каплю заряженной несжимаемой сверхплотной ( $\rho \approx 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>) ядерной жидкости. Несмотря на грубость капельной модели, она позволяет объяснить ряд ядерных явлений (см. § 26).

Для точного подсчета энергии связи [по формуле (4a)] необходимо знать массы протона  $m_p$ , нейтрона  $m_n$  и ядра  $M_A(A, Z)$ , которые определяются с помощью масс-спектрометров и из анализа ядерных реакций.

Точные подсчеты энергии связи обнаруживают отклонения от капельной модели: устойчивость ядра зависит от числа содержащихся в нем нуклонов. Оказалось, что наибольшей устойчивостью обладают ядра, содержащие "магическое" число протонов или (и) нейтронов (2, 8, 20, 50, 82, 126). Это свойство атомных ядер объясняется в другой модели атомного ядра — *модели ядерных оболочек*. Модель ядерных оболочек строится по аналогии с моделью электронных оболочек в атоме. Капельная модель ядра и



модель ядерных оболочек, дополняя друг друга, позволяют описывать широкий круг ядерных явлений.

Так же как и элементарные частицы, атомные ядра характеризуются спином и магнитным моментом. Спин ядра является сложной композицией из спинов нуклонов и дополнительных механических моментов, обусловленных их орбитальным движением в ядре. Спин любого ядра с четным числом протонов и четным числом нейтронов (четно-четные ядра) равен нулю (имеются в виду основные состояния этих ядер, см. ниже).

Аналогично магнитный момент ядра формируется из собственных и орбитальных магнитных моментов нуклонов. Магнитные моменты четно-четных ядер в основном состоянии равны нулю. В этих ядрах спины и магнитные моменты каждой пары одинаковых нуклонов компенсируют друг друга.

Атомное ядро может находиться в различных энергетических состояниях. Энергетическое состояние (уровень) ядра с минимальной энергией называют *основным*. Остальные энергетические состояния ядра называют возбужденными.

Ядра в возбужденных состояниях образуются как в природных условиях (в результате  $\alpha$ - или  $\beta$ -распада), так и искусственно (при бомбардировке ядер ускоренными частицами). В последнем случае энергия возбуждения ядра складывается из энергии связи захватываемой ядром частицы (например, нейтрона) и значительной доли ее кинетической энергии. При захвате ядром теплового нейтрона энергия возбуждения равна энергии связи захватываемого нейтрона (около 8 МэВ).

Энергия возбужденного состояния отсчитывается от основного состояния. В соответствии с соотношением  $E = mc^2$  масса ядра в возбужденном состоянии больше, чем в основном. Все остальные характеристики возбужденного ядра (спин, магнитный момент и др.), вообще говоря, также отличаются от соответствующих характеристик этого ядра в основном состоянии. Время жизни возбужденного ядра, как правило, очень мало (см. § 5).

В связи с отмеченной в § 2 симметрией в свойствах частиц и античастиц кроме ядер, состоящих из протонов и нейтронов, в природе должны существовать антиядра, состоящие из антипротонов и антинейтронов. В 1965 г. в США было открыто простейшее антиядро — антидейтрон, состоящее из одного антипротона и одного антинейтрона. В Советском Союзе в 1970 г. открыли более сложное антиядро — антигелий, состоящее из двух антипротонов и одного антинейтрона, а в 1973 г. — антитритий, состоящий из одного антипротона и двух антинейтронов (см. § 40).

## § 5. РАДИОАКТИВНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ЯДЕР

*Закон радиоактивного распада. — Постоянная распада, время жизни и период полураспада. —  $\alpha$ -Распад. —  $\beta$ -Распад. — Захват электрона. — Искусственная  $\beta$ -радиоактивность. —  $\gamma$ -Излучение. — Внутренняя конверсия. — Ядерная изомерия. — Эффект Мёссбауэра. — Спонтанное деление. — Испускание запаздывающих нуклонов. — Протонная и двупротонная радиоактивность.*

Хорошо известно, что ряд атомных ядер из числа встречающихся в природе, например ядра радия, урана, тория и др., обладают способностью самопро-

извольно испускать  $\alpha$ -частицы, электроны и  $\gamma$ -кванты. Такие ядра (и элементы) называют радиоактивными. Про них говорят, что они обладают *естественной радиоактивностью*. Кроме того, в последние два-три десятилетия было получено множество *искусственно-радиоактивных ядер* (см. § 30, 43).

Самопроизвольные превращения атомных ядер происходят по закону радиоактивного распада, согласно которому скорость распада, т.е. число ядер, распадающихся за единицу времени, пропорциональна числу нераспавшихся ядер в данный момент времени:

$$\Delta N / \Delta t = -\lambda N(t). \quad (5)$$

Коэффициент  $\lambda$ , характеризующий скорость радиоактивного распада, называется *постоянной распада*. Каждое радиоактивное ядро имеет строго определенную константу  $\lambda$ . Величину  $\tau = 1/\lambda$  называют *средним временем жизни* радиоактивного ядра, а величину  $T_{1/2} \approx 0,69\tau$  — *периодом полураспада*.

Решение уравнения (5) при  $\Delta t \rightarrow 0$  приводит к выражению

$$N(t) = N_0 / 2^{t/T_{1/2}} = N_0 e^{-t/\tau} = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (6)$$

описывающему процесс убывания числа радиоактивных ядер со временем\*. Из выражения (6) видно, что за время  $t = T_{1/2}$  распадается половина ядер:

$$N(t = T_{1/2}) = N_0 / 2 \quad (7)$$

(подробнее см. § 32).

Во всех видах радиоактивных превращений выполняются законы сохранения энергии, импульса, момента количества движения, электрического, барионного и лептонного зарядов. При  $\alpha$ -распаде и при  $\gamma$ -излучении выполняется закон сохранения четности (при  $\beta$ -распаде он нарушается). Кроме того, при  $\alpha$ -распаде выполняется закон сохранения изотопического спина. (Подробнее о законах сохранения см. § 20.)

Рассмотрим каждый из радиоактивных процессов подробнее.

При  $\alpha$ -распаде из радиоактивного ядра испускается  $\alpha$ -частица, т.е. ядро гелия  ${}^4_2\text{He}$ , состоящее из двух протонов и двух нейтронов (*дважды магическое ядро*). Таким образом, дочернее ядро имеет на два протона и два нейтрона меньше, чем исходное.

Возможность  $\alpha$ -распада связана с тем, что масса (а значит, и энергия покоя)  $\alpha$ -радиоактивного ядра больше суммы масс (суммарной энергии покоя)  $\alpha$ -частицы и образующегося после  $\alpha$ -распада дочернего ядра. Избыток энергии исходного (*материнского*) ядра освобождается в форме кинетической энергии  $\alpha$ -частицы и дочернего ядра.

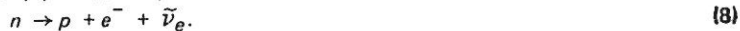
\*Напомним, что число  $e \approx 2,718$  является основанием *натурального логарифма* (подобно тому как число 10 является основанием десятичного логарифма). Натуральный логарифм обозначается знаком  $\ln$  (без указания основания). По определению натурального логарифма  $\ln e = 1$ . Легко показать, что  $\ln x = \ln 10 \cdot \lg x = \lg x / \lg e$ . Числа  $\ln e \approx 0,4343$  и  $\ln 10 = 1/\lg e \approx 2,303$  полезно запомнить. Число 0,69, неоднократно встречающееся в тексте книги, является приближенным значением  $\ln 2$ :  $\ln 2 = \lg 10 \cdot \lg 2 \approx 2,303 \cdot 0,301 \approx 0,69$ .

Кинетическая энергия  $\alpha$ -частиц у большинства  $\alpha$ -радиоактивных ядер заключена в небольших пределах:  $4 - 9$  МэВ. Периоды полураспада, наоборот, изменяются очень сильно: от  $10^{-7}$  с до  $2 \cdot 10^{10}$  лет. Эту особенность  $\alpha$ -распада удалось объяснить только при помощи квантовой механики (см. § 18, п. 2).

Кинетическая энергия  $\alpha$ -частиц, испускаемых  $\alpha$ -радиоактивным ядром, имеет строго определенные значения. Как правило, энергетический спектр  $\alpha$ -частиц состоит из нескольких близко расположенных моноэнергетических линий (тонкая структура  $\alpha$ -спектра). Два ядра —  $^{212}\text{Po}$  и  $^{214}\text{Po}$  — наряду с обычными  $\alpha$ -частицами испускают очень небольшую долю (около  $10^{-3}\%$ ) так называемых *длиннопробежных*  $\alpha$ -частиц (с аномально большой кинетической энергией).

В процессе  $\beta$ -распада из радиоактивного ядра самопроизвольно испускается электрон (электронный  $\beta$ -распад) или позитрон (позитронный  $\beta$ -распад), которые возникают в самый момент  $\beta$ -распада (их нет в ядре). Третьим видом  $\beta$ -распада является захват ядром электрона из электронной оболочки своего атома (*e-захват*). Во всех трех случаях  $\beta$ -распад сопровождается испусканием нейтрино (или антинейтрино). В результате  $\beta^-$ -распада заряд ядра повышается, а в результате  $\beta^+$ -распада и *e-захвата* он понижается на единицу. Массовое число ядра, т.е. общее число протонов и нейтронов, остается неизменным: ядро превращается в изобар (один нейтрон превращается в протон или наоборот).

Как и в случае  $\alpha$ -распада, возможность  $\beta$ -распада определяется тем, что исходное радиоактивное ядро имеет большую массу (и энергию покоя), чем продукты  $\beta$ -распада. Избыток энергии покоя освобождается в форме кинетической энергии электрона (позитрона), энергии антинейтрино (нейтрино) и дочернего ядра. Например, нейтрон тяжелее протона и электрона, вместе взятых, поэтому энергетически возможен и действительно наблюдается  $\beta$ -распад нейтрона



Это простейший вид  $\beta$ -распада. Он происходит с периодом полураспада  $T_{1/2} \approx 10,5$  мин (среднее время жизни  $\tau \approx 15$  мин).

В отличие от  $\alpha$ -спектров  $\beta$ -спектры непрерывны. Непрерывный характер  $\beta$ -спектра долго не поддавался правильному объяснению и даже породил гипотезу о нарушении закона сохранения энергии в процессе  $\beta$ -распада (см. § 20, п. 1). Его удалось объяснить только в 1931 г. при помощи гипотезы об испускании в процессе  $\beta$ -распада неуловимых нейтральных частиц с нулевой массой — нейтрино (антинейтрино). Окончательно существование нейтрино (антинейтрино) было доказано в опытах, выполненных в 1953 — 1954 гг.

Теория  $\beta$ -распада была построена в 1934 г. Она связывает между собой энергию  $\beta$ -распада и время жизни  $\beta$ -радиоактивного ядра. Согласно теории  $\beta$ -распад происходит под действием упомянутого выше слабого взаимодействия (см. § 19, п. 4), ответственного за медленные процессы.

$\beta$ -Радиоактивные ядра можно создать искусственно, если присоединить к стабильному ядру (или отнять у него) один или несколько однопольных нуклонов. Ядра с избытком нейтронов проявляют искусственную  $\beta^-$ -радиоактивность. Такие ядра получают облучением веществ нейтронами в ядерных реакторах (см. § 43). Ядра с избытком протонов проявляют искусственную  $\beta^+$ -радиоактивность или испытывают *e-захват*. Их можно получить, облучив вещества на циклотроне положительными ионами (см.

§ 43). Впервые искусственная  $\beta^+$ -радиоактивность была открыта в 1934 г. при облучении веществ  $\alpha$ -частицами (см. § 30), а искусственная  $\beta^-$ -радиоактивность (в том же году) — при облучении веществ нейтронами от нейтронных источников (см. там же).

В процессе  $\gamma$ -излучения ядро самопроизвольно переходит из возбужденного состояния в менее возбужденное или основное. При этом избыток энергии ядра освобождается в виде кванта коротковолнового электромагнитного излучения —  $\gamma$ -кванта (подавляющая часть энергии  $E_\gamma$ ) и в виде энергии отдачи ядра (ничтожно малая часть энергии  $T_R \approx 10^{-2} \div 10$  эВ).  $\gamma$ -Излучателями являются практически все дочерние ядра — продукты распада  $\alpha$ - и  $\beta$ -радиоактивных ядер, так как они образуются не только в основном, но и в возбужденном состоянии. Энергия  $\gamma$ -квантов, испускаемых после  $\alpha$ -распада, обычно не превышает 0,5 МэВ. Энергия  $\gamma$ -квантов, испускаемых после  $\beta$ -распада, достигает 2 — 2,5 МэВ.

В некоторых случаях энергия возбуждения ядра идет не на  $\gamma$ -излучение, а передается одному из электронов данного атома, в результате чего электрон вылетает из него. Этот процесс называют *внутренней конверсией*, а вылетевший электрон — *конверсионным*. Конверсионные электроны в отличие от электронов  $\beta$ -распада имеют не непрерывный, а дискретный спектр.

Обычно время жизни возбужденного состояния ядра бывает очень небольшим, трудноизмеримым ( $\tau \leq 10^{-13}$  с). Однако в некоторых случаях возбужденное состояние ядра может существовать очень долго: секунды, часы, годы и даже тысячелетия. Такие состояния (уровни) называют *метастабильными*. Ядро, имеющее метастабильный уровень, называется *изомером*. Ядро-изомер как бы несет в себе свойства двух ядер. Его параметры (масса, спин, магнитный момент и др.) в основном и метастабильном состоянии различны. Это приводит к ряду особенностей в свойствах ядер-изомеров. Например,  $\beta$ -радиоактивное ядро-изомер может иметь два (или больше) периода полураспада. Благодаря этому замечательному свойству изомеров они и были открыты. Ядра-изомеры встречаются группами (обозначают так называемые *островки изомерии*).

Как уже говорилось, энергия возбуждения ядра  $E$  при  $\gamma$ -излучении выделяется в форме энергии  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  и кинетической энергии отдачи ядра  $T_R$ :

$$E = E_\gamma + T_R. \quad (9)$$

И хотя энергия отдачи очень мала ( $T_R \approx 0,01 \div 10$  эВ), тем не менее  $E_\gamma \neq E$ . Поэтому в общем случае  $\gamma$ -кванты, испущенные ядром, не могут быть использованы для обратного процесса перевода ядра (того же типа) из основного состояния в возбужденное. Однако при некоторых условиях (ядра в виде кристаллической решетки при достаточно низкой температуре) происходят *испускание и поглощение  $\gamma$ -квантов без отдачи* ( $T_R \approx 0$ ). В этом случае становится возможным резонансное поглощение  $\gamma$ -квантов ядрами (*эффект Мёссбауэра*), которое позволяет измерять энергию с уникальной точностью.

В гл. 8 будет рассказано об использовании эффекта Мёссбауэра для измерения естественной ширины и сверхтонкого расщепления ядерных уровней, исследования некоторых параметров ядер в возбужденных состояниях, тонких релятивистских эффектов и др. (см. § 36, п. 2). При помощи эффекта Мёссбауэра впервые удалось провести уникальные измерения красного смещения  $\gamma$ -квантов в лабораторных условиях (см. § 20). Этот

## § 6. ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

*Виды ядерных реакций. — Законы сохранения. — Энергия реакции Q. — Пороговые реакции. — Промежуточное ядро. — Формула Брейта — Вигнера. — Нейтронная спектроскопия. — Рассеяние быстрых нейтронов. — Прямые процессы. — Срыв и подхват. — Кластеры.*

эффект был предсказан в общей теории относительности Эйнштейна и до открытия, сделанного Мёссбауэром, подтверждался в чрезвычайно трудных и не очень точных астрономических экспериментах.

Кроме общеизвестных радиоактивных процессов ( $\alpha$ -,  $\beta$ -распад и  $\gamma$ -излучение) известно еще несколько процессов, происходящих по закону радиоактивного распада, — это протонная радиоактивность, спонтанное деление тяжелых ядер, испускание запаздывающих нейтронов, испускание запаздывающих протонов, запаздывающая двупротонная радиоактивность и запаздывающая двунейтронная радиоактивность.

*Протонной радиоактивностью* называют испускание протона из ядра в основном состоянии. Этот процесс может наблюдаться у искусственно полученных ядер с большим дефицитом нейтронов. Впервые протонная радиоактивность наблюдалась в 1982 г. для ядра  $^{151}_{71}\text{Lu}$ , в котором на 24 нейтрона меньше, чем в его  $\beta$ -стабильном изотопе  $^{172}_{71}\text{Lu}$ .

*Спонтанным делением* называют самопроизвольное расщепление ядер с  $Z \geq 90$  (торий, протактиний, уран и трансурановые элементы) на два ядра-осколка с примерно одинаковыми массами ( $M_1 : M_2 \approx 2 : 3$ ). В процессе спонтанного деления освобождается огромная энергия  $Q \approx 200$  МэВ, происхождение которой связано с тем, что масса исходного ядра больше суммы масс ядер-осколков (см. § 23 — 26).

*Испускание запаздывающих нейтронов* — это каскадный процесс, состоящий из двух последовательных этапов. На первом этапе происходит  $\beta^-$ -распад, при котором дочернее ядро образуется в сильновозбужденном состоянии (энергия возбуждения превышает энергию отделения нейтрона). На втором этапе дочернее ядро испускает нейтрон. Так как нейтрон может испуститься только после  $\beta^-$ -распада, его называют запаздывающим. Испускание запаздывающих нейтронов характеризуется тем же периодом полураспада, что и предшествующий ему  $\beta^-$ -распад. Запаздывающие нейтроны играют важную роль в процессе управляемой *цепной реакции деления* (см. § 28).

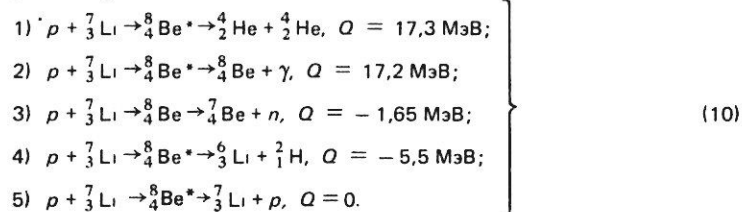
Аналогично протекает процесс *испускания запаздывающих протонов*. Здесь первым этапом является  $\beta^+$ -распад с образованием дочернего ядра в сильновозбужденном состоянии. На втором этапе дочернее ядро испускает протон. Оба процесса испускания запаздывающих нуклонов обнаружены только у искусственно созданных ядер, сильно перегруженных соответствующими нуклонами.

Сходным образом протекает и *запаздывающее испускание двух протонов*. Если ядро, сильно перегруженное протонами, находится вблизи границы протонной стабильности (см. § 43), т.е. если для него  $\epsilon_p \approx 0$ , то из-за парного взаимодействия двух протонов возможно  $\epsilon_{2p} < 0$  при  $\epsilon_p > 0$ . В этом случае может наблюдаться двупротонная радиоактивность, которая была предсказана в 1960 г. В.И. Гольданским. В принципе два протона могут быть испущены как из основного, так и из возбужденного состояния, которое может образоваться в результате ядерной реакции или предшествующего  $\beta^+$ -распада. Этот последний вариант каскадной двупротонной радиоактивности был обнаружен в 1983 г. экспериментально. Аналогичный каскадный процесс запаздывающей двунейтронной радиоактивности был обнаружен в 1979 г.

В настоящее время ведутся поиски прямой (некаскадной) двупротонной радиоактивности, для которой характерно испускание протонов из ядер в основном состоянии.

При сближении двух сильновзаимодействующих частиц (ядро и нуклон, два ядра, два нуклона) до расстояния, на котором действуют ядерные силы (порядка  $10^{-13}$  см), они вступают между собой в ядерную реакцию. В результате ядерной реакции вместо двух первоначальных частиц возникают две (или больше) другие ядерные частицы, которые разлетаются от места ядерного взаимодействия. Ядерное взаимодействие между двумя данными частицами может приводить к разным конечным продуктам. Так, при взаимодействии нейтрона с ядром урана могут произойти деление (ядро урана делится на два ядра-осколка, см. § 7 и 24), радиационный захват (после захвата нейтрона образуется более тяжелый изотоп урана, который испускает  $\gamma$ -квант, а затем в процессе  $\beta^-$ -распада превращается в нептуний, см. § 30); неупругое и упругое рассеяние. В двух последних случаях продукты реакции совпадают с исходными частицами, но при неупругом рассеянии ядро оказывается в возбужденном состоянии.

Столь же разнообразны ядерные реакции под действием заряженных частиц. Вот перечень реакций, идущих при взаимодействии протонов разных энергий с ядром лития:



Эти реакции могут быть обозначены короче:  ${}^7_3\text{Li} (p, \alpha) {}^4_2\text{He}$ ,  ${}^7_3\text{Li} (p, \gamma) {}^8_4\text{Be}$ ,  ${}^7_3\text{Li} (p, n) {}^7_4\text{Be}$  и т.п., или еще короче:  $(p, \alpha)$ ,  $(p, \gamma)$ ,  $(p, n)$  . . . (если нет необходимости указывать, на каком именно ядре идет та или иная реакция).

Как мы уже указывали в § 3,  $\gamma$ -кванты также вызывают разнообразные ядерные реакции, например  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$ .

В процессе ядерного взаимодействия выполняются законы сохранения энергии (полной), импульса, момента количества движения, электрического, барионного и лептонного зарядов и некоторые другие (см. § 20, п. 1 — 6).

В отличие от полной энергии кинетическая энергия взаимодействующих частиц не сохраняется (за исключением процесса упругого рассеяния). Разность между суммарной кинетической энергией частиц — продуктов реакции и суммарной кинетической энергией частиц, вступающих в реакцию, называют *энергией реакции Q*. По порядку величины энергия ядерной реакции примерно в миллион раз больше энергии химической реакции. Энергия реакции  $Q$  может быть положительной и отрицательной.



Реакции с положительным  $Q$  называют *экзоэнергетическими*. В этом случае энергия реакции  $Q$  освобождается за счет уменьшения энергии покоя (и, значит, массы) частиц в процессе реакции. Примерами экзоэнергетических реакций являются процессы 1 и 2 из перечня (10), а также упомянутые выше реакции деления урана и радиационного захвата нейтрона. Экзоэнергетические реакции возможны при нулевой кинетической энергии взаимодействующих частиц (если их сближению не мешает кулоновское отталкивание). Примером может служить упомянутая в § 3 реакция захвата теплового ( $T_n \approx 0$ ) нейтрона ядром бора



Эта реакция широко используется для детектирования тепловых нейтронов с помощью регистрации образующихся быстрых ( $T_{\text{Li}} + T_{\text{He}} = 2,8 \text{ МэВ}$ ) заряженных частиц.

Реакции с отрицательным  $Q$  называют *эндоэнергетическими*. Они обладают *порогом*, т.е. могут протекать только в том случае, когда кинетическая энергия бомбардирующей частицы превосходит некоторое минимальное значение:  $T \geq T_{\text{мин}} > |Q|$ . Примерами эндоэнергетических реакций являются процессы 3 и 4 из перечня (10).

Основные закономерности протекания многих ядерных реакций можно объяснить при помощи теории *составного (промежуточного) ядра*, созданной Н. Бором. Согласно этой теории ядерная реакция протекает в две стадии. На первой стадии из взаимодействующих частиц образуется составное (промежуточное) ядро [ ${}^8_4\text{Be}$  в реакциях (10) и  ${}^11_5\text{B}$  в реакции (11)], которое существует около  $10^{-15}$  с (это примерно в  $10^6$  раз больше времени, которое требуется для слияния частиц в составную систему). На второй стадии реакции промежуточное ядро распадается на продукты реакции. Одно и то же составное ядро (с теми же нуклонным составом, массой, спином, структурой уровней и т.п.) может возникать в разных реакциях.

Математическая разработка теории промежуточного ядра при рассмотрении реакции захвата медленных нейтронов ядрами приводит к формуле Брейта — Вигнера. Согласно этой формуле вероятность реакций захвата  $\sigma$  для нейтронов с кинетической энергией  $T$  изменяется по закону

$$\sigma(T) \sim \frac{(\Gamma/2)^2}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \sqrt{\frac{T_0}{T}}, \quad (12)$$

где  $\Gamma$  — константа, характеризующая энергетический уровень ядра (*ширина уровня*);  $T_0$  — так называемая *резонансная энергия* нейтронов.

Из формулы (12) следует, что при  $T \ll T_0$  вероятность реакции с ростом энергии нейтронов  $T$  убывает по закону  $1/\sqrt{T}$ , т.е. по закону  $1/v$  (так как  $v \sim \sqrt{T}$ ). С приближением энергии нейтронов к резонансному значению  $T_0$  вероятность взаимодействия начинает возрастать и для  $T = T_0$  становится максимальной. Дальнейший рост энергии приводит к уменьшению вероятности взаимодействия.

Описанный ход энергетической зависимости вероятности взаимодействия медленных нейтронов с ядрами был подтвержден экспериментально при помощи методов нейтронной спектроскопии, которые позволяют выделять нейтроны данной энергии из непрерывного спектра. (Нейтроны с непрерывным энергетическим спектром могут быть получены с помощью циклотрона или ядерного реактора.) В одном из методов нейтроны различ-

ных энергий разделяются в пространстве, в другом они выделяются по разному времени пролета одного и того же расстояния. Кроме медленных нейтронов при помощи методов нейтронной спектроскопии были также изучены и тепловые нейтроны, которые играют исключительно важную роль в ядерной энергетике (см. § 28).

Боровская теория реакций применима и к быстрым нейтронам (10 — 20 МэВ). С ее помощью была получена связь между вероятностью рассеяния нейтронов и радиусом ядер, на которых происходит рассеяние. Эта связь позволила получить радиусы ядер из результатов опытов по изучению рассеяния быстрых нейтронов. Для ядра с массовым числом  $A$  радиус  $R = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$  см.

Напомним, что из других опытов получается несколько меньшее значение радиуса ядра:

$$R = 1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см}, \quad (13)$$

которое в настоящее время считается более правильным.

Несмотря на то что боровская концепция двустадийного протекания ядерных реакций во многих случаях подтверждается экспериментально, ее нельзя считать универсальной. В ряде случаев опыт дает для вероятности ядерной реакции и для углового и энергетического распределения ее продуктов результаты, противоречащие теории Бора. Для объяснения этих результатов был предложен механизм *прямого ядерного взаимодействия*. Этот механизм заключается в передаче одного или нескольких нуклонов из одного взаимодействующего ядра в другое без предварительного образования промежуточного ядра. Например, при взаимодействии с ядром дейтрона один из его нуклонов попадает в ядро, а другой пролетает мимо него, не побывав в ядре. Такую реакцию называют *реакцией срыва*. Реакция срыва при высоких энергиях используется для получения быстрых нейтронов. Кроме срыва возможен и обратный процесс — *подхват нуклона из ядра-мишени*.

В более сложных реакциях, имеющих механизм прямого взаимодействия, от одного ядра к другому могут передаваться значительные группы нуклонов (например, ядро  ${}^4_2\text{He}$ ). Такие группы называют *кластерами*.

В общем случае ядерная реакция может протекать обоими способами (и с образованием промежуточного ядра, и в механизме прямого взаимодействия) с большим или меньшим преобладанием какого-либо из них.

## § 7. ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

*Особенности реакции деления. — Цепная реакция. — Первые реакторы и атомная бомба. — Применение атомной энергии. — Реакция синтеза. — Возможность самоподдерживающегося процесса синтеза. — Термоядерная реакция на Солнце. — Водородная бомба. — Трудности осуществления управляемого термоядерного синтеза.*

Одной из самых замечательных ядерных реакций является *реакция деления* (см. § 24). Делением называют реакцию расщепления атомного ядра на две примерно равные по массе ( $M_1 : M_2 \approx 2 : 3$ ) части (*осколки деления*). Тяжелые ядра ( $Z \geq 90$ ) делятся как самопроизвольно (спонтанное деление, см. § 26), так и принудительно (вынужденное деление). В отли-

чие от спонтанного вынужденное деление происходит практически мгновенно ( $\tau < 10^{-14}$  с). Для вынужденного деления ядер с  $Z \geq 90$  достаточно их предварительно слабо возбудить, например, облучая нейтронами энергии  $T_n \approx 1$  МэВ. Некоторые ядра ( $^{235}\text{U}$  и др.) делятся даже под действием тепловых нейтронов.

Масса (и энергия) делящегося ядра значительно превышает сумму масс осколков. В связи с этим при делении освобождается очень большая энергия  $Q \approx 200$  МэВ, значительную часть которой (около 170 МэВ) уносят осколки в виде кинетической энергии.

Осколки деления имеют большой избыток нейтронов, поэтому они образуют  $\beta^-$ -радиоактивные цепочки из продуктов деления, а также испускают *мгновенные* (два-три на один акт деления урана) и *запаздывающие* (примерно 1% мгновенных) нейтроны.

Большое энерговыделение, испускание нескольких нейтронов, возможность деления при сравнительно небольшом возбуждении ядра позволяют осуществить *цепную реакцию деления* (см. § 27). Идея цепной реакции деления заключается в использовании вылетевших в процессе деления нейтронов для деления новых ядер с образованием новых нейтронов деления и т.д. Для нарастания цепного процесса необходимо, чтобы отношение числа нейтронов в двух последовательных поколениях (так называемый *коэффициент размножения нейтронов k*) было больше единицы.

Значение коэффициента размножения зависит от числа нейтронов, испускаемых в одном акте деления, от вероятности их взаимодействия с ядрами урана и других элементов при разных энергиях, от конструкции и размеров реактора. В частности, размеры и масса *активной зоны* реактора (области, где развивается цепная реакция) не должны быть меньше некоторых критических значений (так называемые *критические размеры и критмассы*).

Первый ядерный реактор был построен в конце 1942 г. из тщательно очищенного естественного урана и графита, который использовался в качестве замедлителя нейтронов деления до тепловой энергии. Управление реактором производилось при помощи специальных стержней, изготовленных из кадмия, который сильно поглощает тепловые нейтроны. Коэффициент размножения первого реактора был равен 1,005, что позволило осуществить медленную управляемую цепную реакцию (см. § 27, 28).

Естественный уран непригоден для осуществления быстрого цепного ядерного процесса взрывного типа на быстрых нейтронах. Такой процесс был осуществлен в 1945 г. на чистом изотопе урана  $^{235}\text{U}$  и на обладающем аналогичными свойствами изотопе  $^{239}\text{Pu}$  трансуранового элемента плутония (см. § 30). Принцип действия атомной бомбы заключается в очень быстром сближении нескольких порций ядерного горючего, общее количество которых после их объединения превосходит по массе и размерам критические значения. Энергетическая эффективность атомной бомбы примерно в миллион раз превышает эффективность обычной бомбы.

Высокая эффективность ядерного взрыва позволяет находить для него многочисленные мирные применения (см. § 35, п. 2). Однако, к сожалению, самые первые ядерные взрывы были произведены американской военщиной в военных целях, и страшные последствия этих варварских актов сказываются до сих пор.

Основные достижения в области освоения атомной энергии для мирных целей были получены в результате использования ядерных реакторов.

В 1954 г. в СССР дала ток первая в мире атомная электростанция, в 1957 г. спущен на воду атомный ледокол "Ленин". В настоящее время

атомная энергия применяется практически во всех областях народного хозяйства и науки и вносит все больший вклад в мировую энергетику. Построено и работает много ядерных реакторов разных типов (на тепловых, промежуточных и быстрых нейтронах) с различными замедлителями (графит, вода, тяжелая вода, бериллий и др.) и совсем без замедлителя (на быстрых нейтронах), с разным ядерным топливом (естественный уран,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , обогащенный уран). Они используются для получения энергии (атомные электростанции, суда и др.), для производства ценного ядерного топлива из малоценных изотопов урана ( $^{238}\text{U}$ ) и тория ( $^{232}\text{Th}$ ), для испытания различных материалов, для получения радиоактивных ядер и трансурановых элементов, для различных научных исследований, для получения бытового и промышленного тепла. Строятся мощные ядерные реакторы двухцелевого назначения: для производства электроэнергии и опреснения морской и засоленной воды или для получения электроэнергии и тепла. Стоимость "атомной" электроэнергии уже сравнима со стоимостью обычной электроэнергии.

Кроме реакции деления тяжелых ядер существует еще один способ освобождения внутриядерной энергии — реакция *синтеза* легких ядер.

Известно, что средняя энергия связи, рассчитанная на один нуклон, у легких ядер растет с увеличением массового числа. Поэтому при объединении двух легких ядер в одно более тяжелое должен освобождаться избыток энергии покоя — ядерная энергия синтеза. Обязательным условием для процесса синтеза является достаточно большая кинетическая энергия взаимодействующих ядер, необходимая для преодоления кулоновского отталкивания между ними. Эта энергия может быть получена как энергия теплового движения при очень сильном нагревании.

Энерговыделение в процессе синтеза настолько велико, что при большой концентрации взаимодействующих ядер его может оказаться достаточно для возникновения самоподдерживающейся термоядерной реакции. В этом процессе быстрое тепловое движение ядер поддерживается за счет выделенной в реакции энергии, а сама реакция — за счет теплового движения.

Для достижения необходимой кинетической энергии температура реагирующего вещества должна быть очень высокой (до миллиарда градусов). При такой температуре вещество находится в состоянии горячей полностью ионизованной плазмы, состоящей из атомных ядер и электронов.

Можно себе представить три способа осуществления самоподдерживающейся термоядерной реакции.

1. Медленная термоядерная реакция, самопроизвольно происходящая в недрах Солнца и других звезд. В этом случае количество реагирующего вещества настолько колоссально, что оно удерживается и сильно уплотняется (до  $100 \text{ г/см}^3$  в центре Солнца) гравитационными силами, действующими между отдельными частицами плазмы. Термоядерные процессы на Солнце протекают при температуре около 15 млрд. градусов и в конечном итоге сводятся к преобразованию четырех протонов в ядро гелия, два позитрона и два нейтрино с выделением энергии связи.

2. Быстрая самоподдерживающаяся термоядерная реакция неуправляемого характера, происходящая при взрыве водородной бомбы. В качестве ядерного взрывчатого вещества в водородной бомбе используются ядра легких элементов (например, ядра дейтерия и лития). Высокая температура, необходимая для начала термоядерного процесса, достигается в результате взрыва атомной бомбы, которая входит в состав водородной бомбы. Термоядерное взрывчатое вещество в водородной бомбе окружено инерционной

оболочкой, которая предохраняет его от преждевременного разбрасывания (до того, как оно прореагирует). В процессе совершенствования водородных бомб были созданы образцы, разрушающая сила которых эквивалентна около  $10^8$  т обычного взрывчатого вещества.

3. Управляемая термоядерная реакция. Этот процесс осуществить пока не удалось. Трудности связаны с необходимостью получения в земных условиях достаточно большого количества плотной ( $10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) очень горячей (до миллиарда градусов) плазмы, которая должна длительно и устойчиво существовать внутри термоядерной установки, не касаясь ее стенок. В настоящее время имеются определенные успехи в решении этой задачи. Однако пока не удается получить плазму, удовлетворяющую всем требованиям одновременно: при высоких плотности и температуре она оказывается неустойчивой и, наоборот, устойчивая высокотемпературная плазма имеет слишком низкую плотность.

В последние годы у физиков появилась уверенность в том, что перечисленные выше трудности можно преодолеть, если термоядерная установка будет иметь достаточно большие размеры. Одна из подобных установок строится в Москве в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова. Это Токамак-15 (Т-15) с объемом плазмы  $25 \text{ м}^3$ . На этой установке предполагается получить энергию, примерно равную подводимой к плазме при ее предварительном разогреве. Следующим этапом должно быть создание (международными усилиями) установки ИНТОР (International Tokamak Reactor) с объемом плазмы  $200 \text{ м}^3$ . Запуск этой установки планируется на 90-е годы; на основании результатов ее испытаний будет спроектирована экспериментальная термоядерная электростанция.

Другой возможный путь осуществления управляемой термоядерной реакции — сверхбыстрый (порядка  $10^{-9}$  с) нагрев небольших (диаметром около 1 мм) «таблеток» из конденсированного термоядерного топлива при помощи всестороннего облучения их короткими импульсами лазерного излучения или сильноточных пучков релятивистских электронов. Оба эти варианта также успешно развиваются.

Над проблемой получения управляемой термоядерной реакции работают тысячи ученых во многих странах мира. Интерес к ней объясняется тем, что на земном шаре имеются поистине неисчерпаемые запасы термоядерного топлива — дейтерия, который содержится как 0,015%-ная примесь в природном водороде и, следовательно, в воде океанов. Такая ничтожная примесь делает морскую воду в сотни раз калорийнее бензина, поэтому решение проблемы управляемого синтеза полностью освободит человечество от тревоги за возможный энергетический голод в отдаленном будущем.

На этом мы заканчиваем краткий обзор основных вопросов ядерной физики. Естественно, что при таком конспективном изложении многое оказалось описанным грубо, схематично или даже просто пропущено. Для более серьезного ознакомления с общей и ядерной физикой, а также с элементами теории относительности и квантовой механики читатель может обратиться к литературе, рекомендуемой в конце книги.

Не исключена возможность того, что проверка теории может удалиться для ... солей радия.

А. Эйнштейн

## § 8. МАССА И ЭНЕРГИЯ

*Всегда ли прав Ньютон? — Классическая и релятивистская механика. — Полная энергия и энергия покоя. — Что такое аннигиляция? — Может ли пуля стать сверхсупербомбой? — Нечто о Тунгусском метеорите. — Аннигиляция в лаборатории.*

Из школьного курса физики вы хорошо знаете, что такое кинетическая энергия. Тело массой  $m$  и скоростью  $v$  имеет кинетическую энергию  $T = mv^2/2$ . Если скорость тела равна нулю, то его кинетическая энергия также равна нулю. Вы, конечно, часто пользовались этой формулой и всякий раз убеждались (если только правильно делали вычисления) в том, что она верна. Однако на самом деле эта формула справедлива далеко не всегда. Вам не приходилось в ней сомневаться до сих пор потому, что в школьном курсе специально рассматриваются только такие задачи, где эта формула применима. А область применения формулы  $T = mv^2/2$  ограничивается скоростями движения, много меньшими скорости света в пустоте:  $v \ll c$ .

Так как скорость света в пустоте (в вакууме) очень велика ( $c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ ), указанное ограничение не играет роли при рассмотрении любых практических задач о движении макроскопических тел, т.е. больших, включая движение планет и метеоритов, ракет и космических кораблей. И только в очень далеком будущем, когда будут построены космические корабли, движущиеся с субсветовыми скоростями (см. § 10), формула  $T = mv^2/2$  и вообще вся классическая механика Ньютона окажутся неприменимыми в космонавтике.

Совсем другое дело — ядерная физика, которая изучает микроскопические объекты\*. Здесь классическая механика применима только в исключительных случаях, так как обычно микрочастицы движутся со скоростями, сравнимыми со скоростью света. Поэто-

\* Мы употребляем слова "микроскопические объекты", "микрочастицы" и т.п. в несколько условном смысле, так как, конечно, не может быть и речи о том, чтобы увидеть их в микроскоп.



му в ядерной физике, как правило, приходится пользоваться не классической, а так называемой *релятивистской механикой*.

Релятивистская механика опирается на положения *специальной теории относительности*, созданной Эйнштейном в 1905 г. В настоящее время имеется много хороших научно-популярных книг по теории относительности (см., например, список рекомендуемой литературы в конце книги), поэтому мы не будем здесь рассказывать о том, как Эйнштейн пришел к своим выводам, а только кратко сформулируем некоторые результаты его исследований и проиллюстрируем их правильность на экспериментальном материале.

Начнем с описания важнейшего понятия — *полной энергии E* движущегося материального тела. Согласно Эйнштейну полная энергия  $E$  тела массой  $m$  и скоростью  $v$  состоит из двух слагаемых: энергии покоя  $E_0$  и кинетической энергии  $T$ :

$$E = E_0 + T. \quad (14)$$

Кинетическую энергию  $T$  при  $v \ll c$  (например, при  $v < 0,01 c = 3000$  км/с, что почти в 300 раз превышает вторую космическую скорость) с очень высокой степенью точности можно вычислить по формуле классической механики  $T = mv^2/2$ . Только при  $v \geq 0,01 c$  становятся заметными так называемые *релятивистские поправки*, очень небольшие при  $v = 0,01 c$  и быстро возрастающие по мере приближения  $v$  к  $c$ . В этом случае кинетическую энергию надо вычислять по более сложной формуле:

$$T = mc^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right), \quad (15)$$

которая будет рассмотрена в § 9.

Энергия покоя является энергетическим выражением массы тела, находящегося в состоянии покоя ( $v = 0$ ). Эйнштейн показал, что энергия покоя тела массой  $m$  равна  $E_0 = mc^2$ . Согласно этой формуле 1 г вещества обладает энергией покоя  $9 \cdot 10^{20}$  эрг =  $9 \cdot 10^{13}$  Дж. Много это или мало?

Чтобы ответить на этот вопрос, сравним энергию покоя какого-либо макроскопического тела с его кинетической энергией при известных условиях. Рассмотрим, например, обыкновенную винтовочную пулю, масса которой составляет около 10 г, т.е. энергия покоя  $mc^2 = 9 \cdot 10^{14}$  Дж. Считая, что пуля вылетает из

винтовки со скоростью около  $1 \text{ км/с} = 10^3 \text{ м/с}$ , получаем для кинетической энергии пули значение

$$mv^2/2 = 10^{-2} \cdot 10^6/2 = 5 \cdot 10^3 \text{ Дж.}$$

Вам, вероятно, эта энергия кажется очень большой, так как хорошо известно, что может совершить быстро летящая пуля, сколько пробивает она досок, кирпичей и т.п. А между тем численно эта внушительная кинетическая энергия составляет всего одну двухсотмиллиардную часть энергии покоя той же пули:  $mc^2/T = 9 \cdot 10^{14}/5 \cdot 10^3 \approx 2 \cdot 10^{11}$ .

Таким образом, согласно Эйнштейну полные энергии как летящей, так и покоящейся пули практически одинаковы, так как одна из них всего на  $1/200\,000\,000\,000$  больше другой. Знаменитая пуля на излете, которую французский летчик в "Занимательной физике" Я.И. Перельмана ловит голыми руками без вреда для себя, практически обладает такой же энергией, что и пуля, вылетающая из винтовки! И все-таки первую можно действительно поймать голыми руками (конечно, если относительная скорость пули и самолета мала), а вторую не советуем. В чем же дело? А дело заключается в том, что в обычных условиях колоссальная энергия покоя, о которой шла речь, находится как бы в скрытом состоянии, и поэтому пуля на излете совершенно безобидна.

Однако *в принципе* можно себе представить условия, в которых эта энергия будет высвобождаться, и тогда наша сравнительно безобидная пуля превратится в сверхсупербомбу! Еще бы! Ведь энергия покоя пули эквивалентна ее кинетической энергии при скорости 260 000 км/с!

Мы не случайно употребили слово "в принципе", когда сказали о возможности освобождения всей энергии покоя макрокуска вещества. Условия, при которых этот процесс становится возможным, весьма необычны: каждый атом тела (в нашем примере — пули) должен встретиться *сантиметром* антитела ("антипули")\*. При такой встрече произойдет *аннигиляция*, т.е. превращение энергии покоя обоих тел в другую форму энергии (например, в энергию покоя и кинетическую энергию образующихся при

\* Вот антипулю нельзя не только ловить, но и просто брать руками, и не только голыми руками, но и как угодно хорошо защищенными. Потому что любая (пусть даже броневая) защита состоит из атомов, которые при встрече с антиатомами антипули проаннигилируют с ними. Зато если читатель — античеловек, т.е. состоит из антиатомов, то он может обращаться с антипулей так же спокойно, как и тот французский летчик, так как антируки античеловека не будут аннигилировать при соприкосновении с антивеществом.

\* Конечно, граничная скорость  $v = 0,01 c$  выбрана условно. В ряде случаев ее можно считать равной  $v = 0,1 c$ , так как даже при столь высокой скорости ( $v = 30000$  км/с) релятивистские поправки оказываются сравнительно небольшими. Иногда, наоборот, даже при  $v < 0,001 c$  приходится вводить релятивистские поправки для выявления тонких эффектов.



аннигиляции более легких, чем нуклоны, частиц). Заметим сразу же во избежание недоразумений, что пока такие встречи возможны только на страницах научно-фантастических романов, так как принципиальные трудности получения, накопления и хранения антиатомов, а также изготовления из них макроскопических антител ("антипуля") позволяют нам надеяться на то, что сравнительно безобидная пуля никогда не превратится в сверхсупербомбу. Правда, лет двадцать тому назад группой ученых было высказано мнение о принципиальной возможности прилета на Землю куска антивещества из далекого антимира. По мнению этих ученых, разрушительный эффект, вызванный известным Тунгусским метеоритом в 1908 г., следует объяснить именно аннигиляцией антиатомов такого "антикуска" при встрече с атомами земной атмосферы. Подробнее об этой любопытной гипотезе, а также о том, что такое аннигиляция, антиатом, античастица, рассказано в § 34, п. 1 и § 40, а пока, забегаая вперед, подчеркнем очень важный для нас результат.

До сих пор мы говорили об аннигиляции макроскопических тел, и о том, что физикам здесь нечем похвастаться. Однако физики, занимающиеся изучением свойств элементарных частиц, уже сравнительно давно *наблюдают экспериментально* аннигиляцию электрона, протона и нейтрона при их встрече со своими античастицами (см. § 40). И в этих процессах *действительно* происходит превращение всей энергии покоя обеих частиц в другую форму энергии. Это полностью подтверждает правильность формулы Эйнштейна  $E = mc^2$ .

Разумеется, аннигиляция элементарных частиц практического значения (как источник энергии) не имеет, так как для создания условий, при которых она может происходить, приходится затрачивать неизмеримо больше энергии, чем ее выделяется при аннигиляции. Огромная энергия нужна для искусственного получения античастиц в лабораторных условиях. И все-таки физики научились превращать энергию покоя в кинетическую и тепловую энергию и в практических целях, правда, далеко не всю, а только приблизительно тысячную ее долю. Несмотря на малость этого коэффициента, можно, взяв достаточно большую массу исходного вещества, получить сколько угодно большую энергию. О том, как этого удалось добиться, вы прочтете в гл. 5 и 6. А сейчас подчеркнем, что и в макроскопическом превращении подтверждается соотношение Эйнштейна (для части массы):

$$\Delta E = \Delta mc^2. \quad (16)$$

Отметим также, что физики научились осуществлять и обратное превращение кинетической энергии в энергию покоя. При взаимодействии очень быстрых частиц за счет кинетической энергии могут рождаться новые частицы (см. § 20, п. 2, 4). Этот процесс также происходит в полном соответствии с формулой (16).

## § 9. МАССА И КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ПРИ БОЛЬШИХ СКОРОСТЯХ

*Чем быстрее, тем тяжелее. — 300000 км/с и не больше. — Масса покоя и релятивистская масса. — Что такое циклотрон. — Почему циклотрон не пригоден для ускорения электронов. — Открытие В.И. Векслера. — Большая семья ускорителей. — Замечательный множитель  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ .*

Если читатель этой книги следит за рассуждениями автора с карандашом в руках (а автору очень хотелось бы в это верить), то он, безусловно, заметил в § 8 несоответствие между значением скорости пули (260000 км/с) и предполагаемым значением ее кинетической энергии ( $T = 9 \cdot 10^{14}$  Дж). Действительно, если пользоваться формулой классической механики, то при  $T = 9 \cdot 10^{14}$  Дж скорость пули должна быть равна не 260000 км/с, а

$$v = \sqrt{2T/m} = \sqrt{18 \cdot 10^{14}/10^{-2}} \approx 4,25 \cdot 10^8 \text{ м/с} = 425000 \text{ км/с}.$$

Однако последний подсчет ошибочен. Оказывается, и в этом заключается одно из основных положений специальной теории относительности Эйнштейна, при любой сколь угодно большой кинетической энергии пули ее скорость обязательно остается меньше скорости света в вакууме ( $c \approx 300000$  км/с). И это справедливо не только для пули, но и для любой другой частицы, которая тяжелее или легче ее, в том числе для микрочастиц, например для электронов. Только частицы с нулевой массой покоя (например, фотон) могут двигаться со скоростью, равной скорости света в вакууме. Более того, они всегда (независимо от своей энергии) имеют такую скорость.

Согласно Эйнштейну, пуля с кинетической энергией  $9 \cdot 10^{14}$  Дж действительно должна двигаться со скоростью, равной "только" 260000 км/с, а не 425000 км/с. Это означает, что в области субсветовых скоростей формула  $T = mv^2/2$  становится неверной. Кинетическая энергия релятивистской частицы с ростом ее скорости увеличивается не по квадратичному закону ( $T \sim v^2$ ), а быстрее. Эйнштейн показал, что это на первый взгляд странное обстоятельство объясняется увеличением при высоких скоростях массы тела с ростом скорости. Поэтому в формуле для кинетической энергии массу нельзя считать постоянной.

Закон изменения массы со скоростью имеет следующий вид:

$$m = m_0 \gamma, \quad (17)$$

где  $m$  — масса движущегося тела (ее называют *релятивистской массой*);  $m_0$  — масса покоя тела;  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  — так называемый  $\gamma$ -фактор;  $\beta = v/c$ .

Таким образом, масса движущейся частицы  $m$  как бы состоит из двух слагаемых — массы покоя  $m_0$  и "массы движения" ("кинетической массы")  $m_k$ :

$$m = m_0 + m_k,$$

где  $m_k = m - m_0 = m_0\gamma - m_0 = m_0(\gamma - 1)$ . При  $v \ll c$ :  $\beta \approx 0, \gamma \approx 1$ ,  $m_k \approx 0$  и  $m \approx m_0$  (в этом случае масса покоя  $m_0$  и релятивистская масса  $m$  совпадают друг с другом и с привычным понятием "просто" массы).

Соответственно иначе выглядит в релятивистской механике и выражение для импульса (количества движения):

$$p = mv = m_0v\gamma = m_0\beta c\gamma = m_0\beta c/\sqrt{1-\beta^2} \quad (18)$$

(вместо  $p = m_0v$  в механике Ньютона).

Из формулы (17) видно, что в той области скоростей, которую мы с вами отвели на долю классической механики ( $v \ll 0,01 c$ ), эффект зависимости массы от скорости составляет всего 0,05%, т.е. практически совершенно незаметен. Однако, например, при скорости  $v = 250000$  км/с релятивистская масса превышает массу покоя примерно в 2 раза, при скорости 299000 км/с — в 10 раз, а при скорости, составляющей 99,99999% скорости света, — в 2000 раз.

Замечательно, что релятивистская масса  $m$  находится точно в таком же соотношении с полной энергией  $E$ , как масса покоя  $m_0$  с энергией покоя  $E_0$ :

$$E = mc^2 = m_0c^2\gamma = E_0\gamma. \quad (19)$$

Отсюда, вспоминая что  $E = E_0 + T$ , получаем правильную (релятивистскую) формулу для кинетической энергии

$$T = E - E_0 = (m - m_0)c^2 = m_0c^2(\gamma - 1). \quad (20)$$

Именно по этой формуле и была вычислена кинетическая энергия и соответствующая ей скорость очень быстро движущейся пули в § 8.

Нам хотелось бы еще раз напомнить читателю, что эта формула верна при *любых возможных скоростях* ( $v < c$ ), но в области малых скоростей ( $v < 0,01 c$ ) следует пользоваться более простой формулой  $T = m_0v^2/2$ , так как в этой области обе формулы эквивалентны. Вы легко можете в этом убедиться сами, если делаете следующие простые преобразования:

$$T = m_0c^2(\gamma - 1); \quad T + m_0c^2 = m_0c^2\gamma. \quad (20a)$$

Заменим  $T + m_0c^2$  величиной  $E$ , а  $m_0c^2\gamma$  — величиной  $E_0/\sqrt{1-\beta^2}$  и вернемся к формуле (19):  $E = E_0/\sqrt{1-\beta^2}$ . После возведения

в квадрат и простых преобразований получим

$$E^2 - E_0^2 = E^2\beta^2, \text{ или } (E - E_0)(E + E_0) = E^2\beta^2. \quad (20б)$$

Но

$$E - E_0 = T; \quad (20в)$$

$$E + E_0 = 2E_0 + T = 2m_0c^2 + T; \quad (20г)$$

$$E = m_0c^2 + T. \quad (20д)$$

Подставив выражения (20в) — (20д) в уравнение (20б), найдем

$$T(2m_0c^2 + T) = (m_0c^2 + T)^2v^2/c^2.$$

Пренебрегая в обеих скобках малым слагаемым  $T$  (это возможно при  $v \ll c$ ), имеем

$$2m_0c^2T = m_0^2c^4v^2/c^2,$$

т.е.

$$T = m_0v^2/2.$$

Приведем еще одну очень полезную релятивистскую формулу, связывающую между собой полную энергию, массу покоя и импульс:

$$E^2 = m_0^2c^4 + p^2c^2. \quad (21)$$

Эту формулу легко получить из (19) с использованием формулы (18) в результате следующих очевидных преобразований:

$$\begin{aligned} E^2 &= m^2c^4 = m_0^2c^4\gamma^2 = \frac{m_0^2c^4}{1-\beta^2} = \frac{m_0^2c^4 + m_0^2\beta^2c^4 - m_0^2\beta^2c^4}{1-\beta^2} = \\ &= \frac{m_0^2c^4(1-\beta^2) + m_0^2\beta^2c^4}{1-\beta^2} = m_0^2c^4 + \frac{m_0^2\beta^2c^4}{1-\beta^2} = \\ &= m_0^2c^4 + p^2c^2. \end{aligned}$$

Из формул (21), (20в) и (20г) следует релятивистское выражение для импульса, в которое входят кинетическая энергия и масса

$$p = \sqrt{E^2 - m_0^2c^4}/c = \sqrt{T(2m_0c^2 + T)}/c. \quad (22)$$

Если энергия и масса покоя выражены в мегаэлектрон-вольтах, то импульс выражается в единицах МэВ/с. Наконец, связь импульса с

полной энергией  $E$  и скоростью  $\beta = v/c$  может быть легко получена из формулы (18):

$$\rho = E\beta/c. \quad (23)$$

Ядерная физика и физика элементарных частиц позволяют привести много примеров, подтверждающих правильность формулы (17) и других вытекающих из нее формул. Рассмотрим только один из них: ускорение элементарных частиц в циклотроне.

Как известно, впервые преобразование одного ядра в другое (ядерная реакция) было получено при помощи  $\alpha$ -частиц, т.е. быстрых ядер гелия, испускаемых некоторыми тяжелыми ядрами в процессе  $\alpha$ -распада.  $\alpha$ -Частицы имеют скорость  $v \approx 10^7$  м/с =  $10^4$  км/с (в 10000 раз больше скорости пули и в 1000 раз большей второй космической скорости) и, следовательно, обладают значительной кинетической энергией, позволяющей им в некоторых случаях преодолевать электрическое (кулоновское) отталкивание со стороны ядра. Однако чаще всего энергия естественных  $\alpha$ -частиц оказывается недостаточной для ядерной реакции. Кроме того, желательнее иметь в качестве ядерных снарядов, преобразующих атомные ядра, не только  $\alpha$ -частицы, но и протоны, нейтроны и другие элементарные частицы. В связи с этим физики уже давно уделяют большое внимание проблеме искусственного ускорения элементарных частиц, а теперь и тяжелых ионов до высоких скоростей в специальных установках — *ускорителях*.

Успехи этого направления ядерной физики столь велики и поучительны, что мы к ним еще вернемся в § 35 и 37. Здесь же остановимся лишь на принципе работы одного из первых ускорителей — *циклотрона*, изобретенного Лоуренсом в 1931 г.

Представьте себе большую плоскую круглую металлическую коробку, разрезанную по диаметру. Коробка помещена в вакуумную камеру  $BK$ , которая расположена между полюсами большого электромагнита  $\mathcal{E}$ , создающего постоянное магнитное поле напряженностью  $H$  (рис. 2). Приложим между дуантами  $D$  (так называются половинки коробки) на короткое время электрическое поле с разностью потенциалов  $V$  и в этот самый момент введем в центре коробки в щель между дуантами заряженные частицы, например протоны.

Протоны, имеющие электрический заряд  $+e$ , ускорятся электрическим полем до энергии  $eV$  и начнут двигаться внутри дуантов с постоянной скоростью.

Характер движения протонов легко установить из следующего простого расчета. Чтобы получить скорость протона  $v$ , приравняем энергию  $eV$ , приобретенную им при ускорении, кинетической энергии:

$$eV = m_0 v^2 / 2, \quad (24)$$

причем ввиду малости  $v$  будем пользоваться классической формулой. Таким образом,

$$v = \sqrt{2eV/m_0}, \quad (25)$$

т.е. скорость зависит от разности потенциалов  $V$  (а также массы и заряда ускоряемой частицы).

Известно, что на заряженную частицу, движущуюся с постоянной скоростью  $v$  в постоянном магнитном поле напряженностью  $H$  перпендикулярно его силовым линиям, действует сила Лоренца

$$F_{\text{л}} = evH/c, \quad (26)$$

направленная перпендикулярно скорости и силовым линиям. Эта сила преобразует прямолинейную траекторию в криволинейную. Если магнитное поле однородно, т.е. его напряженность во всех точках межполюсного пространства одинакова, то траекторией заряженной частицы (при постоянной скорости  $v$ ) является окружность. Направление вращения частицы по окружности при заданном направлении магнитного поля определяется знаком электрического заряда частицы. Радиус окружности можно найти, если приравнять силу Лоренца центробежной силе:

$$evH/c = m_0 v^2 / r. \quad (27)$$

Он равен:

$$r = m_0 v c / eH = (c/H) \sqrt{2m_0 V / e}. \quad (28)$$

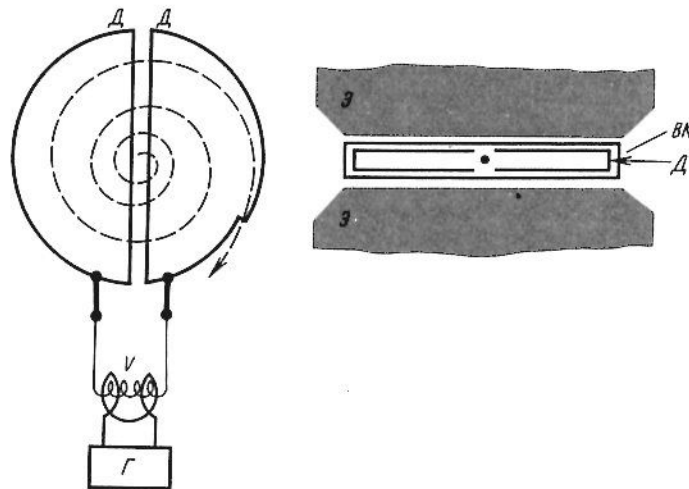


Рис. 2

а путь, который протон проходит за один оборот, равен:

$$l_{2\pi} = 2\pi r = 2\pi m_0 v c / eH. \quad (29)$$

Отсюда следует, что время одного оборота — период

$$T_{2\pi} = l_{2\pi} / v = 2\pi m_0 c / eH \quad (30)$$

и круговая частота

$$\omega = 2\pi / T_{2\pi} = eH / m_0 c \quad (31)$$

не зависят ни от скорости частицы  $v$ , ни от радиуса ее траектории  $r$ . В связи с этим можно производить последовательное ускорение протонов за счет периодической подачи все новых и новых импульсов напряжения  $V$  в моменты прохождения протонов через щель между дуантами. Практически периодическая подача напряжения на дуанты осуществляется при помощи высокочастотного генератора  $G$ , который перезаряжает дуанты дважды за период, работая с частотой  $\omega_0 = \omega$ . В результате энергия протонов при каждом обороте возрастает, а вместе с ней увеличиваются их скорость и радиус орбиты. Протоны движутся по кривой типа раскручивающейся спирали. Специальное устройство на периферии камеры позволяет выводить ускоренные протоны наружу или использовать их внутри камеры для ядерных реакций.

Замечательно, что описанный способ дает возможность повысить первоначальную энергию протона в сотни и даже тысячи раз (максимально до 25 МэВ), хотя напряжение, подаваемое на дуанты, не превышает нескольких десятков или сотен киловольт. Вы спросите, почему только до 25 МэВ, а не до 1000 МэВ или еще более высокой энергии? И как же тогда ускоряют протоны в Серпухове до 76 ГэВ ( $\beta = 0,9999$ ), а в Батавии (США) даже до 500 ГэВ ( $\beta = 0,999998$ )? Вот здесь мы, наконец, и подошли вплотную к экспериментальному подтверждению правильности формулы (17). Дело в том, что формула (30), согласно которой период обращения протона в циклотроне не зависит от скорости его движения и радиуса орбиты, была нами получена в предположении о независимости массы протона от скорости его движения. Однако такое предположение справедливо лишь при малых скоростях ( $\beta < 0,01$ ). Оценим, например, массу протона, имеющего энергию 60 МэВ ( $\beta = 0,34$ ;  $v = 100000$  км/с). По формуле (19) коэффициент

$$\gamma = E/E_0 = (940 + 60) / 940 \approx 1,06.$$

Подставив его в формулу (17), получим, что релятивистская масса протона энергией 60 МэВ на 6% больше его массы покоя. При меньших энергиях это превышение меньше, при больших — больше, но в принципе оно имеется при любой скорости  $v \neq 0$ ,

т.е. масса частицы, движущейся с переменной скоростью, есть величина *переменная*. Подставив переменную массу в формулу (28), мы убедимся, что на самом деле период обращения протона в циклотроне не постоянен, а возрастает со скоростью (с энергией). Между тем частота генератора, перезаряжающего дуанты циклотрона, остается постоянной, поэтому по мере возрастания энергии протона он все с большим и большим запозданием (по отношению к моменту появления на дуантах ускоряющего напряжения) пересекает щель между дуантами. В конце концов это должно привести к нарушению синхронности между работой высокочастотного генератора и циркуляцией протонов (расфазировке), т.е. к прекращению процесса ускорения. То обстоятельство, что на обычном циклотроне действительно не удается ускорить протоны до энергии выше двух десятков мегаэлектрон-вольт ( $\gamma = 1,02$ , расфазировка невелика), и подтверждает правильность формулы (17).

Граничная энергия, до которой можно ускорять заряженные частицы в циклотроне, зависит от заряда и массы ускоряемых частиц. Если, например, вместо протонов взять электроны, то легко проверить, что для них  $\gamma = 1,02$  достигается уже при кинетической энергии электронов  $T_e = 0,1$  МэВ. Таким образом, циклотрон абсолютно непригоден для ускорения легких заряженных частиц — электронов. Эксперимент подтверждает и это заключение, давая тем самым дополнительный аргумент в пользу формулы (17). И все-таки и протоны, и электроны можно ускорить до очень высоких энергий, превышающих 1000 МэВ и даже десятки тысяч мегаэлектрон-вольт, если соответствующим образом компенсировать релятивистское возрастание массы при помощи метода *автофазировки*, разработанного в 1944 г. советским физиком В.И. Векслером и независимо от него в 1945 г. американским физиком Мак-Милланом\*.

В.И. Векслер и Мак-Миллан показали, что если во время ускорения частиц медленно изменять частоту генератора  $\omega_0 = \omega_0(t)$  или напряженность магнитного поля  $H = H(t)$ , то средняя частота обращения частиц в ускорителе  $\bar{\omega}$  будет *автоматически* совпадать с частотой генератора  $\omega_0$ . Таким образом, условие резонанса будет сохраняться для большой группы ускоряемых частиц, несмотря на релятивистское возрастание массы, вследствие чего процесс ускорения может продолжаться и при очень высоких энергиях.

На этом принципе основано устройство многих современных ускорителей электронов (*синхротроны*) и протонов (*фазотроны* и *синхрофазотроны*) на очень высокие энергии. Так, в ряде стран, в том числе в СССР, имеются синхротроны, ускоряющие электроны

\* Предельная энергия ускорения протонов в циклотроне может быть повышена также за счет использования постоянного магнитного поля  $H$  специальной конфигурации (релятивистские и изохронные циклотроны).



до энергии 6,1 ГэВ, в США — до 12,2 ГэВ. В СССР (Дубна) в 1957 г. был запущен синхрофазотрон для ускорения протонов до энергии 10 ГэВ; в Швейцарии с 1959 г. и в США с 1960 г. работают синхрофазотроны, ускоряющие протоны примерно до энергии 30 ГэВ; в СССР (Серпухов) в 1967 г. запущен ускоритель протонов на энергию 76 ГэВ; наконец, в США (Батавия) в 1972 г. были получены протоны энергией 200 ГэВ, а позднее их энергия была увеличена до 500 ГэВ. Аналогичный ускоритель (на энергию 400 ГэВ) с 1976 г. работает в Швейцарии. Очень большие успехи достигнуты при помощи ускорителей со встречными пучками (см. § 37, п. 6). Отметим также линейный электронный ускоритель, построенный в 1966 г. в Станфорде (США), который позволяет ускорять электроны до энергии 22,3 ГэВ.

С некоторыми из перечисленных ускорителей и с проектами ускорителей на еще большие энергии мы познакомимся в § 35, п. 3 и § 37, п. 6. А пока, разюмируя содержание этого параграфа, заключаем: ускорение заряженных частиц в ускорителях происходит в соответствии с релятивистской формулой Эйнштейна для массы  $m = m_0\gamma = m_0/\sqrt{1 - \beta^2}$ . Мы с вами еще не раз встретимся с этим замечательным множителем  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ .

## § 10. ЗАМЕДЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ

*Время зависит от скорости. — Можно ли увидеть своих внуков через год после ... рождения сына? — Опять  $\gamma$ . — Как мюон прожил 10 жизней. — Измерение времени жизни длительностью  $10^{-16}$  с. — Рекордсмены среди короткоживущих.*

Одним из самых замечательных результатов теории относительности является положение о замедлении времени в быстро движущейся системе. Читая научно-фантастические произведения, вы, вероятно, не раз встречались с забавной ситуацией, при которой космический путешественник после нескольких лет странствий с субсветовой скоростью в космосе встречает на Земле своих далеких потомков. Это, конечно, очень интересно, но часто кажется весьма и весьма неубедительным. Ведь проверить это следствие теории относительности непосредственно мы пока не можем, так как в нашем распоряжении еще нет космических кораблей, движущихся с субсветовыми скоростями. Что же, значит, принимать это положение теории относительности на веру? Нет! Оказывается, и здесь ядерная физика приходит нам на помощь.

Человек действительно пока еще не умеет двигаться с субсветовой скоростью, и в настоящее время трудно сказать, когда он научится это делать. Во всяком случае, препятствия, которые для этого надо преодолеть, сейчас кажутся непреодолимыми: имеются в виду отсутствие подходящего топлива (годится только

аннигиляционное или аналогичное по калорийности) и невозможность защититься от космического излучения, которое при релятивистских скоростях становится смертельно опасным из-за эффекта "уплотнения" разреженного космоса (см. рассуждение в § 11). Мы действительно не можем проверить, зависит "продолжительность жизни" человека от скорости движения или нет. Однако кроме живых существ (и растений) в природе существуют и другие объекты, которые тоже характеризуются определенным временем жизни — это радиоактивные ядра и элементарные частицы. А микроскопические частицы, как было указано в § 9, в отличие от макроскопических тел мы умеем ускорять до субсветовых скоростей. Кроме того, очень быстрые элементарные частицы были обнаружены в составе космического излучения, падающего на Землю из космического пространства, где они ускоряются в "космических ускорителях", построенных природой. Измерив время жизни таких частиц в состоянии покоя  $\tau_0$  и при их движении с субсветовой скоростью  $\tau$  ( $\beta \approx 1$ ), можно проверить заключение специальной теории относительности, согласно которому

$$\tau = \tau_0 \gamma = \tau_0 / \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (32)$$

Такой опыт действительно был поставлен (неоднократно и с разными частицами), и он неизменно подтверждал формулу Эйнштейна. Об одном из вариантов подобного опыта мы сейчас расскажем.

Среди частиц, перечисленных в табл. 1, для нашей цели особенно удобны мюоны. Во-первых, они заряженные (а заряженные частицы легче наблюдать, чем нейтральные; во-вторых, у них не слишком маленькое время жизни (около  $2,2 \cdot 10^{-6}$  с), которое сравнительно нетрудно измерить; в-третьих, у них не очень большая масса ( $207 m_e$ ), так что  $\gamma$ -фактор оказывается большим даже при относительно невысокой кинетической энергии, и, наконец, в-четвертых, быстрые мюоны в большом количестве встречаются в составе космического излучения.

Мюон, будучи лептоном, не вступает с веществом в сильное взаимодействие, поэтому его пробег в веществе (например, в атмосфере) определяется более слабым — электромагнитным взаимодействием, т.е. может быть достаточно большим при высокой энергии.

Представим себе, что мы умеем с помощью специальных физических приборов  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  выделять из состава космического излучения мюоны определенной энергии и измерять их плотность потока, т.е. число частиц, проходящих через элементарную площадку площадью  $1 \text{ см}^2$  за 1 с (рис. 3). Тогда, измерив плотность потока мюонов данной энергии на вершине высокой горы ( $J_0$ ) и на уровне моря ( $J$ ), мы обнаружим, что  $J < J_0$  (на рис. 3 это показано густотой пунктира). Этот результат нас не удивляет, так как при движении вниз часть мюонов данной энергии выбывает из пучка из-за электромагнитного взаимодействия с атомами воздуха (в основном из-за ионизационного торможения). Чтобы подтвердить правильность этого объяснения, можно поставить мюоны, регистрируемые на вершине горы, в такие же условия, какие существуют для мюонов у ее подножия. Для этого в состав физического прибора, установленного на горе, включают фильтр  $\Phi$ , количество вещества в котором эквивалентно количеству вещества в столбе воздуха высотой  $H$ .

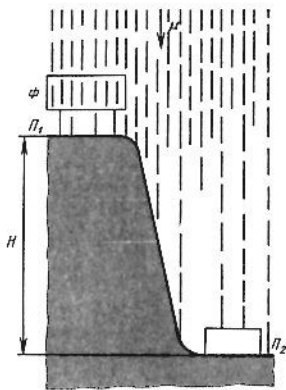


Рис. 3

Казалось бы, в такой постановке опыта регистрируемые плотности потока мюонов наверху и внизу должны сравняться. Но не тут-то было! Разница между ними, правда, уменьшилась, но по-прежнему верхний прибор регистрировал больше мюонов, чем нижний. Объяснить это различие можно, предположив, что часть мюонов по дороге вниз "умирает", т.е. перестает существовать в форме мюонов, распавшись на другие, более легкие частицы.

Ясно, что доля распавшихся частиц будет тем больше, чем выше гора и чем меньше время жизни мюона. Предполагая, что уменьшение числа мюонов происходит по закону радиоактивного распада, можно получить (см. § 5) следующее соотношение:

$$J = J_0 e^{-\frac{t}{T}}, \quad (33)$$

где  $e = 2,718 \dots$  — основание натурального логарифма;  $t$  — время пролета мюонами расстояния  $H$ ;  $T$  — время жизни мюона. Так как для мюонов данной энергии время пролета  $t$  можно вычислить, в соотношении (33) все величины, кроме  $T$ , оказываются известными. Подставляя их значения в формулу, можно найти  $T$ , т.е. время жизни движущегося мюона данной энергии. Измерения и вычисления показали, что мюоны энергией  $T \approx 1000$  МэВ имеют время жизни порядка  $10^{-5}$  с. Согласно формуле (32) это в  $\gamma$  раз больше времени жизни покоящегося мюона, которое должно быть равно

$$T_0 = t/\gamma = TE_0/E = 105 \cdot 10^{-5} / 1105 \approx 10^{-6} \text{ с} \quad (34)$$

$$(E_0 = m_{\mu}c^2 \approx 105 \text{ МэВ}; E = E_0 + T \approx 1105 \text{ МэВ}).$$

Специальные опыты, выполненные с медленными мюонами, подтвердили это заключение. Быстро движущийся мюон действительно живет в добрый десяток раз дольше, чем его малоподвижные собратья. (Чем не доказательство вреда сидячего образа жизни?! Тем самым одно из наибо-

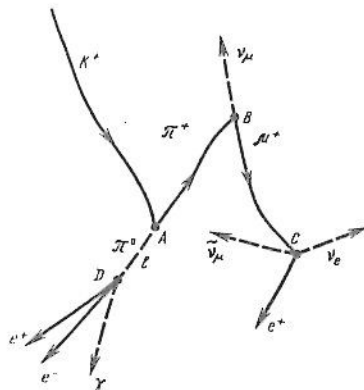


Рис. 4

лее парадоксальных заключений теории относительности было блестяще подтверждено экспериментом: *время в системе, движущейся со скоростью  $v = \beta c$ , протекает в  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  раз медленнее, чем в покоящейся системе.*

В заключение этого параграфа рассмотрим способ определения времени жизни одной из самых короткоживущих частиц —  $\pi^0$ -мезона, для которого оно составляет всего около  $10^{-16}$  с. Как же можно определить столь малую величину? Для этого измеряют расстояние  $l$ , которое проходит  $\pi^0$ -мезон известной энергии (а значит и скорости  $v$ ) за "всю свою жизнь". Поделив пройденное расстояние на скорость, находят время жизни движущегося  $\pi^0$ -мезона  $\tau$ . Наконец, поделив  $\tau$  на  $\gamma$ -фактор, находят время жизни покоящегося  $\pi^0$ -мезона  $\tau_0$ . Итак, надо знать  $l$ ,  $v$  и  $\gamma$ .

Практически измерение  $l$  и вычисления  $v$  и  $\gamma$  проводят следующим образом. Специальную ядерную фотозмульсию облучают пучком медленных  $K^+$ -мезонов, которые оставляют в ней следы, становящиеся видимыми после проявления\*. Так как время жизни  $K^+$ -мезона по порядку равно  $10^{-8}$  с, а время его ионизационного торможения в эмульсии до полной остановки — около  $10^{-11}$  с, распад  $K^+$ -мезона обычно происходит в состоянии покоя. Известны шесть способов распада  $K^+$ -мезонов. При одном из них (он осуществляется примерно в 20% случаев)  $K^+$ -мезон распадается по схеме



В свою очередь,  $\pi^+$ -мезон распадается по схеме  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$ , а  $\pi^0$ -мезон — по схеме  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  или (примерно в 1% случаев) по схеме



Вот эти редкие события и разыскивают по их характерному виду в облученной и проявленной фотозмульсии. На рис. 4 изображена схема такого события. Заряженные частицы ( $K^+$ - и  $\pi^+$ -мезоны, мюоны, позитроны и электроны) оставляют в эмульсии видимые следы, которые отмечены на схеме сплошными линиями. Пути нейтральных частиц ( $\pi^0$ -мезона,  $\gamma$ -кванта, антинейтрино и двух нейтрино) невидимы; они отмечены на схеме пунктирными линиями. Из рисунка видно, что, несмотря на отсутствие следа у  $\pi^0$ -мезона, путь, пройденный им, может быть измерен, так как хорошо известны его начало (точка А) и конец

\* След (трек) заряженной элементарной частицы в ядерной фотозмульсии имеет вид цепочки черных зерен, размеры которых меньше одного микрона ( $1 \text{ мкм} = 10^{-3} \text{ мм}$ ); расстояние между зернами обычно не превышает нескольких микрон.

(точка D). Конечно, поиски необходимых событий производятся под микроскопом с увеличением около  $100\times$ , а измерения требуют еще большего увеличения (порядка  $1000\times$ ). Однако и в этих условиях измерить расстояние весьма трудно, так как оно равно по порядку  $0,1$  мкм (на рисунке это расстояние  $l$  изображено не в масштабе).

Но вот все практические трудности позади, и путь  $l$  измерен. Предположим, что  $l = 0,05$  мкм. Получим из него время жизни  $\pi^0$ -мезона. Для этого нужно знать его скорость и  $\gamma$ -фактор. Вычислим их.

При распаде  $K^+$ -мезона по схеме  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$  избыток массы равен  $\Delta m = (966 - 273 - 265)m_e = 428 m_e$ . Ему соответствует энергия  $\Delta mc^2 = 220$  МэВ. Так как массы  $\pi^+$ - и  $\pi^0$ - мезонов примерно одинаковы, эта энергия распределяется между ними приблизительно поровну. Предположим для простоты, что кинетическая энергия  $\pi^0$ -мезона составляет ровно половину от 220 МэВ, т.е.  $T = 110$  МэВ. Тогда его полная энергия  $E = E_0 + T = 135 + 110 = 245$  МэВ и  $\gamma = E/E_0 = 245/135 = 1,8$ . Чтобы определить скорость  $\pi^0$ -мезона, вычислим его импульс (количество движения) по формуле (22) из § 9:

$$p = \sqrt{T(2E_0 + T)}/c = \sqrt{110 \cdot 380}/c = 205 \text{ МэВ}/c.$$

Подставив полученное значение в формулу (23) из § 9, получим

$$\beta = pc/E = 205/245 = 0,835; v = \beta c = 2,5 \cdot 10^8 \text{ м/с}.$$

Отсюда

$$\tau = l/v = 5 \cdot 10^{-8} / 2,5 \cdot 10^8 = 2 \cdot 10^{-16} \text{ с}$$

и, наконец,

$$\tau_0 = \tau/\gamma = 2 \cdot 10^{-16} / 1,8 \approx 10^{-16} \text{ с}.$$

Это, конечно, очень маленькое время жизни, но не рекордное. Из элементарных частиц рекордно малое время жизни имеют  $\eta$ -мезон и  $\Sigma^0$ -гиперон, у которых оно составляет порядка  $10^{-18}$  и  $10^{-19}$  с соответственно. Но и это весьма малое время жизни в 10000 раз превосходит время существования нестабильных частиц — резонансов, которое равно по порядку  $10^{-23}$  с. Вероятно, это вам покажется странным, однако и столь малые времена физики тоже умеют измерять! Только здесь уже им на помощь приходит не теория относительности, а квантовая механика. Согласно квантовой механике время жизни нестабильной частицы связано с шириной описывающей ее резонансной кривой соотношением неопределенностей. И поскольку ширину резонансной кривой физики умеют измерять, из результатов этого измерения можно получить время жизни нестабильной частицы (см. § 36).

## § 11. СОКРАЩЕНИЕ РАЗМЕРОВ

*Короче друг друга! — И снова  $\gamma$ . — Мысленный опыт. — "Верхóm" на  $\pi$ -мезоне. — Чем быстрее, тем короче и плотнее.*

К замедлению времени тесно примыкает другой замечательный релятивистский эффект — сокращение (сжатие) размеров в направлении движения. Согласно специальной теории относительности каждый из двух космонавтов, разминувшихся с относительной скоростью  $v \approx c$ , увидит в момент встречи корабль партнера укороченным в  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  раз ( $\beta = v/c$ ). Если, например,  $v = 0,9 c$ , то каждому из космонавтов будет казаться, что встречный корабль вдвое короче его собственного корабля.

Спрашивается: можно ли проверить существование такого странного эффекта с помощью ядерной физики? Оказывается, этого делать не нужно, так как, в сущности, мы его уже проверили в предыдущем параграфе. Чтобы в этом убедиться, достаточно провести некоторое рассуждение или, как говорят физики, поставить *мысленный опыт* с  $\pi$ -мезоном.

Мысленный опыт обычно бывает совершенно невыполнимым в действительности. Вера в результаты такого опыта опирается на логику рассуждений, на накопленные ранее экспериментальные сведения и на экспериментальное подтверждение следствий, вытекающих из мысленного опыта. Но если он опирается на доказанные ранее положения и "ставится" логически безупречно, то его результаты столь же надежны, как и результаты настоящего реально выполненного эксперимента. Мы с вами не раз будем пользоваться этим приемом в нашей книге.

Итак, давайте проведем простой мысленный опыт с  $\pi^+$ -мезоном. Рассмотрим  $\pi^+$ -мезон (его характеристики и схему распада см. в табл. 1), движущийся в атмосфере со скоростью  $v$ , и подсчитаем, сколько атомов воздуха он встретит на пути  $l$ , пройденном за время своего существования  $\tau$  (до распада). Для определенности будем считать, что  $\pi^+$ -мезон "встречает" все атомы, заключенные внутри столбика воздуха сечением  $1 \text{ см}^2$  и длиной  $l$ . Подсчет проведем с помощью двух наблюдателей: один находится на Земле рядом со столбиком воздуха, в котором летит  $\pi^+$ -мезон, а другой, уподобившись барону Мюнхгаузену, сидит верхом на летящем  $\pi^+$ -мезоне.

Конечно, у обоих наблюдателей должен получиться одинаковый результат, так как оба считают одни и те же атомы воздуха, но получается он будет у них по-разному.

Подсчет земного наблюдателя. Время жизни летящего  $\pi^+$ -мезона  $\tau$  определяется формулой (32) из § 10. Путь, пройденный  $\pi^+$ -мезоном за время жизни,

$$l = v\tau = \beta c\tau_0\gamma.$$

(37)

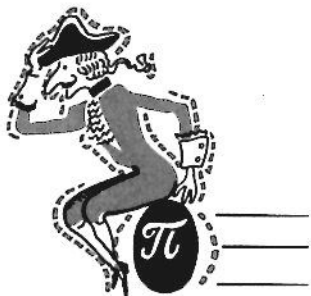


Рис. 5

Число ядер в столбике воздуха длиной  $l$

$$N = nl = n\beta c T_0 \gamma, \quad (38)$$

где  $n$  — концентрация атомов воздуха в атмосфере.

Подсчет путешественника. Наблюдалею, летящему вместе с  $\pi^+$ -мезоном, кажется, что он и  $\pi^+$ -мезон находятся в состоянии покоя, но зато мимо них со скоростью  $v$  в течение всего времени жизни  $\pi^+$ -мезона движется воздух. Время жизни покоящегося  $\pi^+$ -мезона равно  $T_0$ . Длина столбика воздуха, прошедшего мимо  $\pi^+$ -мезона за время  $T_0$ , равна

$$l' = vT_0 = \beta c T_0 = l/\gamma, \quad (39)$$

т.е. в  $\gamma$  раз меньше.

Число ядер воздуха в этом столбике

$$N' = n'l' = n'l/\gamma, \quad (40)$$

где  $n'$  — концентрация атомов в движущемся столбике воздуха с точки зрения наблюдателя, сидящего на  $\pi^+$ -мезоне. Но, согласно предыдущему,  $N$  и  $N'$  должны быть равны друг другу:

$$nl = n'l' = (n'/\gamma)l. \quad (41)$$

Следовательно,

$$n' = \gamma n. \quad (42)$$

Итак, для того чтобы результат подсчета одного и того же числа атомов не зависел от того, кто его производит (наблюдатель, мимо которого пролетает  $\pi^+$ -мезон, или наблюдатель, сидящий верхом на  $\pi^+$ -мезоне), столбик воздуха, рассматриваемый с  $\pi^+$ -мезона, должен казаться в  $\gamma$  раз короче и плотнее того же самого столбика при рассмотрении его с Земли. Но это и есть сокращение (сжатие) размеров движущегося тела в направлении его движения.

Аналогичными рассуждениями можно показать, что наблюдатель, сидящий на  $\pi^+$ -мезоне, при рассмотрении его с Земли также должен казаться в  $\gamma$  раз короче (и плотнее) в направлении его движения. Наш художник попытался проиллюстрировать этот эффект на примере барона Мюнхгаузена, летящего на пушечном ядре (рис. 5). Частично ему это удалось (ядро сплющено в направлении движения).

С другими очень интересными примерами релятивистского эффекта сокращения размеров в направлении движения вы можете познакомиться в увлекательно написанной книге Гарднера о теории относительности.\*

\*Г а р д н е р М. Теория относительности для миллионов. М.: Атомиздат, 1965.

## § 12. СЛОЖЕНИЕ И ВЫЧИТАНИЕ СКОРОСТЕЙ ПО ЭЙНШТЕЙНУ

Пуля из самолета. — Позитрон из мюона. — Когда  $3 + 3 = 3$  и  $3 + 1 = 3$ . — Ценою жизни. — Потомки элементарных частиц. — Четыре поколения частиц. — Бывает, что и  $4 = 1$ . — Стрельба назад. — Вопреки здравому смыслу. — Неразменный рубль. — Самое удивительное:  $1 - 1 = 1$ .

Один из результатов теории относительности, который часто поражает воображение, заключается в необычном способе сложения скоростей по сравнению с принятым в классической механике. В классической механике скорости складываются как векторы (результатирующая скорость равна диагонали параллелограмма, построенного на составляющих скоростях, рис. 6,а):

$$v = v_1 + v_2. \quad (43)$$

Особенно просто обстоит дело, когда обе составляющие коллинеарны, т.е. направлены в одну и ту же или противоположные стороны (рис. 6,б). В этом случае результирующая скорость также коллинеарна составляющим и равна их алгебраической сумме. Никто из вас, например, не сомневается в том, что если из самолета выстрелить в направлении его движения, то скорость пули относительно Земли  $v$  будет равна сумме скоростей самолета  $v_1$  и скорости пули относительно самолета  $v_2$ :

$$v = v_1 + v_2. \quad (44)$$

Если считать, что самолет летит со сверхзвуковой (скорость звука в воздухе  $v_{зв} = 340$  м/с) скоростью  $v_1 = 500$  м/с, а для скорости пули принять выбранное нами раньше значение  $v_2 = 1000$  м/с, то суммарная скорость будет равна  $1500$  м/с =  $1,5$  км/с. Если бы вы поставили с любой доступной современной науке точностью опыт по проверке этого рассуждения, то убедились бы в его справедливости. То же самое получилось бы и для других аналогичных примеров: запуск космической станции с ракеты-носителя, торпеды с торпедоносца и т.д.

Некоторые из вас, возможно, пожимают плечами: "Ну и что? Конечно так! Иначе и быть не может, так как формула (44) соответствует здра-

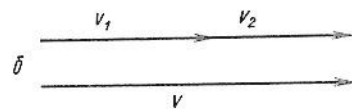
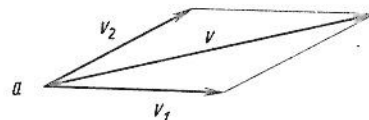


Рис. 6



вому смыслу". Именно так рассуждали все до того, как Эйнштейн создал свою теорию. Эйнштейн был первый человек, который не поверил "здоровому смыслу" и восстал против него. Он доказал теоретически, что простейшая формула (44) неверна и должна быть заменена более сложной формулой

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + v_1 v_2 / c^2} \quad (45)$$

Конечно, как и все результаты теории относительности, эта формула при малых скоростях не отличается от формулы (44). Легко проверить, например, что скорость пули в рассмотренном выше случае стрельбы из летящего самолета при вычислении ее по формуле (45) будет отличаться от 1,5 км/с всего на  $10^{-15}$  мм/с, что невозможно заметить никаким измерением. Однако если складываемые скорости близки к световой, то формула (45) дает существенно другой ответ, чем формула (44).

Пусть, например,  $v_1 = v_2 = c/2$ . Тогда из формулы (44) следует  $v = c/2 + c/2 = c$ ,

а из релятивистской формулы (45)

$$v = \frac{c/2 + c/2}{1 + \frac{(c/2)(c/2)}{c^2}} = 0,8c.$$

При  $v_1 = c$  и  $v_2 < c$  классическая формула дает

$$v = c + v_2,$$

а релятивистская

$$v = \frac{c + v_2}{1 + cv_2/c^2} = c.$$

Наконец, при  $v_1 = v_2 = c$  по классической формуле получается

$$v = c + c = 2c,$$

а по релятивистской

$$v = \frac{c + c}{1 + cc/c^2} = c.$$

Таким образом, при сложении двух скоростей, направленных в одну и ту же сторону, по релятивистским формулам результат

оказывается всегда меньше простой суммы этих скоростей и никогда не превосходит  $c$ . С какой бы скоростью вы ни складывали скорость света, у вас всегда будет получаться снова скорость света. И так,  $3 \cdot 10^5 + 3 \cdot 10^5 = 3 \cdot 10^5$  км/с и  $3 \cdot 10^5 + 1 \cdot 10^5 = 3 \cdot 10^5$  км/с, т.е.  $3 + 3 = 3$  и  $3 + 1 = 3$ ! И вообще  $3 + a = 3$ , где  $a$  — любое положительное число не больше трех ( $0 \leq a \leq 3$ ).

Это удивительное заключение теории относительности также можно проверить при помощи методов ядерной физики. Многие элементарные частицы нестабильны. Просуществовав некоторое время (это и есть время жизни частицы), они распадаются на другие элементарные частицы меньшей массы. Избыток массы означает избыток энергии покоя, который обычно выделяется в форме кинетической энергии образующихся более легких частиц. Эти легкие частицы являются как бы потомками первичной частицы, которая порождает их ценой собственной жизни.

Одним из типичных примеров последовательных превращений элементарных частиц может служить упомянутый в предыдущем параграфе  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ -распад (рис. 7). Напомним, что  $\pi$ -мезон имеет массу  $273 m_e$  и время жизни  $2,6 \cdot 10^{-8}$  с (в состоянии покоя!). Через  $2,6 \cdot 10^{-8}$  с (в среднем) покоящийся  $\pi^+$ -мезон распадается по схеме



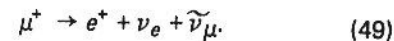
Так как мюон имеет массу  $207 m_e$ , а масса нейтрино равна нулю, избыточная энергия покоя составляет

$$\Delta m c^2 = (m_\pi - m_\mu) c^2 = 66 m_e c^2. \quad (47)$$

Она выделяется в виде кинетической энергии

$$\Delta T = \Delta m c^2 = 33 \text{ МэВ}, \quad (48)$$

которая распределяется между мюоном и нейтрино. На долю более тяжелого мюона приходится 4 МэВ, на долю нейтрино — 29 МэВ, мюон, в свою очередь, распадается через  $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$  с на позитрон, нейтрино и антинейтрино:



В этом процессе выделяется кинетическая энергия

$$\begin{aligned} \Delta E &= \Delta m c^2 = (m_\mu - m_e) c^2 = \\ &= 103 \text{ МэВ}, \end{aligned} \quad (50)$$

равная избыточной энергии покоя ( $\mu - e$ )-распада. Эти 103 МэВ

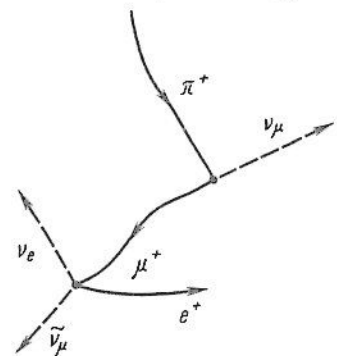


Рис. 7

могут по-разному распределяться между тремя частицами. В частности, позитрон может получить энергию от нуля до 50 МэВ.

Представьте себе, что мы наблюдаем  $(\pi^+ - \mu^+)$ -распад покоящегося, т.е. очень медленно движущегося,  $\pi$ -мезона в вакууме, где частицы ни с чем не взаимодействуют и поэтому не тормозятся. В этих условиях мюон будет сохранять свою кинетическую энергию 4 МэВ, т.е. все время двигаться со скоростью  $v = 80000$  км/с ( $\beta = 0,268$ ). В частности, он будет обладать такой скоростью и в момент распада на позитрон, нейтрино и антинейтрино. В подобных случаях говорят, что частица распадается *на лету*. Предположим, что этот распад происходит таким образом, что позитрон получает кинетическую энергию 10 МэВ ( $\beta = 0,9988$ ;  $v = 299640$  км/с) и летит в том же направлении, что и мюон (рис. 8). То, что мы получили, аналогично задаче с выстрелом из движущегося самолета, но только теперь скорость "самолета" относительно "Земли" (мюона относительно  $\pi$ -мезона) равна  $v_1 = 80000$  км/с, а скорость "пули" относительно "самолета" (позитрона относительно мюона)  $v_2 = 299640$  км/с. С такими значениями  $v_1$  и  $v_2$  можно заметить разницу, которую дает подсчет суммарной скорости по классической и по релятивистской формулам. Действительно, по классической формуле для скорости позитрона относительно  $\pi^+$ -мезона получаем

$$v = v_1 + v_2 = 80000 + 299640 = 379640 \text{ км/с,}$$

а по релятивистской

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + v_1 v_2 / c^2} = \frac{80000 + 299640}{1 + 80000 \cdot 299640 / 300000^2} = 299790 \text{ км/с.}$$

Различие теперь составляет почти 80000 км/с, т.е. более 20%. (Вспомните, сколь ничтожна была разница в случае самолета и пули.) Такую разницу можно заметить *экспериментально* (с помощью черенковских счетчиков, см. § 13, 40). Эксперимент *подтверждает релятивистскую формулу*. Суммарная скорость позитрона (которую и измеряют в опыте) оказывается немного меньше 300000 км/с, несмотря на то что она складывается из двух скоростей, алгебраическая сумма которых равна 379640 км/с.

Мы рассмотрели простейший пример — распад покоящегося  $\pi^+$ -мезона. Физики, изучающие космическое излучение и работающие на ускорителях, часто наблюдают и гораздо более

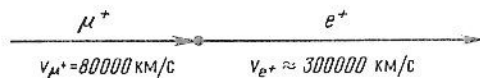


Рис. 8

сложные явления, например последовательный распад на лету обеих частиц —  $\pi^+$ -мезона и мюона. В этом случае каждая из трех частиц ( $\pi^+$ -мезон, мюон и позитрон) имеет скорость относительно другой, практически равную скорости света. Но суммарная скорость позитрона и в этом случае не превосходит  $c$ . Вот уж, поистине,  $3c = c$ ,  $3 = 1$ !

Иногда удается проследить и более редкие процессы последовательного распада на лету *трех* частиц:  $K^+$ -мезона,  $\pi^+$ -мезона и мюона. В этом случае все перечисленные частицы и образующийся при распаде мюона позитрон в принципе могут лететь в одном и том же направлении и иметь относительно друг друга скорость, практически равную скорости света (рис. 9). Тогда получается еще один странный результат:  $c + c + c + c = c$ , т.е.  $4c = c$ , или  $4 = 1$ ! Но этот странный результат правилен!

Изучив сложение скоростей, обратимся теперь к их вычитанию.

Вернемся к нашему примеру со стрельбой из летящего самолета и рассмотрим случай, когда стреляют *против* направления его движения. Пусть по-прежнему скорость самолета относительно Земли равна  $v_1$ , а скорость пули относительно самолета  $v_2$ . Тогда скорость пули относительно Земли

$$v = v_1 - v_2. \quad (51a)$$

При  $v_1 = v_2$  скорость пули относительно Земли равна нулю:

$$v = v_1 - v_2 = 0,$$

т.е. пуля, вылетевшая из винтовки *горизонтально назад*, падает *вертикально вниз*. И ничего удивительного в этом с точки зрения здравого смысла пока нет. Ведь скорости самолета и пули равны по значению и противоположны по направлению.

Однако удивительное находится рядом. Оно сразу же появится, если аналогичную задачу рассмотреть в релятивистской области, т.е. при очень больших значениях  $v_1$  и  $v_2$ . В этом случае, как мы уже говорили, вместо формулы (44) надо пользоваться формулой (45) и, следовательно, вместо (51a) — формулой

$$v = \frac{v_1 - v_2}{1 - v_1 v_2 / c^2}. \quad (51б)$$

Легко видеть, что эта формула эквивалентна формуле (51a) только в двух случаях: 1) при  $v_1 \ll c$  и  $v_2 \ll c$ ; 2) при  $v_1 = v_2 \neq c$ .



Рис. 9

Во всех остальных случаях она дает совсем другие, достаточно неожиданные результаты. Пусть, например,  $v_1 = 0,5c$ , а  $v_2 = 0,4c$ . Тогда по формуле (51а) получается

$$v = v_1 - v_2 = 0,1c,$$

а по формуле (51б)

$$v = \frac{(0,5 - 0,4)c}{1 - 0,5c \cdot 0,4c/c^2} = 0,125c,$$

т.е. *больше* простой разности двух скоростей. Вот этот результат уже не согласуется со здравым смыслом!

Еще большее различие в подсчетах по формулам (51а) и (51б) получится, если, сохранив разность между  $v_1$  и  $v_2$ , приблизить их значения к скорости света  $c$ . Пусть, например,  $v_1 = 0,9c$ , а  $v_2 = 0,8c$ . В этом случае формула (51а) дает прежний результат

$$v = (0,9 - 0,8)c = 0,1c,$$

а формула (51б)

$$v = \frac{(0,9 - 0,8)c}{1 - 0,9c \cdot 0,8c/c^2} \approx 0,36c,$$

т.е. в 3,6 раза больше того, что соответствует здравому смыслу.

Очень любопытный результат получится, если каждую из скоростей увеличить еще на  $0,1c$ , так что одна из них сделается равной скорости света  $v_1 = c$ , а другая будет равна  $0,9c$ . В этом случае формула (51а) опять дает

$$v = v_1 - v_2 = 0,1c,$$

а формула (51б) — в 10 раз больше:

$$v = \frac{c - 0,9c}{1 - 0,9c^2/c^2} = c.$$

Обращаем ваше внимание на то, что в результате вычислений по формуле (51б) мы на этот раз получили скорость света  $c$ . Полученный результат носит самый общий характер. Если  $v_1 = c$ , то при любом  $v_2 \neq c$

$$v = \frac{c - v_2}{1 - cv_2/c^2} = c.$$

Какую бы скорость вы ни вычитали из скорости света, у вас всегда будет получаться скорость света. Таким образом,  $3 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^5 = 3 \cdot 10^5$  км/с,  $3 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^5 = 3 \cdot 10^5$  км/с и т.п. Или

60

$3 - 2 = 3$ ,  $3 - 1 = 3$  и т.п. Прямо неразменный рубль какой-то! Разве это не удивительно?

Но вот самое удивительное.. Пусть обе скорости равны скорости света:  $v_1 = c$  и  $v_2 = c$ . Чему равна их разность? Нулю? Ничего подобного! Оказывается, если из скорости света вычесть скорость света, то получится опять-таки скорость света! Вы легко убедитесь в справедливости этого утверждения, если положите  $v_1 = c$ , а  $v_2 = c - \epsilon$ , где  $\epsilon$  — бесконечно малая переменная величина, стремящаяся к нулю. Тогда

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} v = \frac{v_1 - v_2}{1 - v_1 v_2 / c^2} = \frac{\epsilon}{1 - c(c - \epsilon) / c^2} = \frac{\epsilon c^2}{\epsilon c} = c.$$

Итак,  $c - c = c$ , т.е.  $1 - 1 = 1$ !

Релятивистские “задачи на вычитание” можно так же хорошо проверить экспериментально, как и “задачи на сложение”. Чтобы в этом убедиться, решим задачу, аналогичную изображенной на рис. 8, при тех же значениях  $v_1 = 80000$  км/с и  $v_2 = 299640$  км/с  $\approx c$ . Но только теперь рассмотрим случай, когда позитрон летит не в том же направлении, что и мюон, а в противоположном (“стрельба из самолета” назад).

Вычисление по формуле (51б) дает

$$|v| = \left| \frac{v_1 - v_2}{1 - v_1 v_2 / c^2} \right| \approx \frac{c - v_1}{1 - v_1 / c} = c = 3 \cdot 10^5 \text{ км/с},$$

в то время как по формуле (51а) получается

$$|v| \approx |v_1 - c| = 3 \cdot 10^5 - 0,8 \cdot 10^5 = 2,2 \cdot 10^5 \text{ км/с},$$

т.е. на 80000 км/с меньше. Измерение скорости позитрона относительно покоящегося  $\pi^+$ -мезона (“пули” относительно “Земли”), которое может быть сделано разными методами (см. § 13, 40), подтверждает формулу (51б).

Итак, все рассмотренные здесь основные положения специальной теории относительности весьма убедительно подтверждаются экспериментально на примерах из ядерной физики и физики элементарных частиц.

### § 13. О ДВИЖЕНИИ БЫСТРЕЕ СВЕТА

*Скорость света в оптически плотной среде. — Тормозное и синхротронное излучения. — Эффект Вавилова—Черенкова. — Черенковские счетчики.*

Мы так долго и настойчиво убеждали вас в том, что движение со скоростью, превышающей скорость света, невозможно, что вы, по-видимому, уже поверили в это. И правильно сделали, но ...

Но не надо забывать, что речь идет о скорости света в вакууме  $c = 3 \cdot 10^5$  км/с. В других прозрачных средах свет распространяется с меньшей скоростью  $c' = c/n$ , где  $n$  — показатель преломления среды. Показатель преломления воды, например, равен  $n = 1,33$ , поэтому скорость распространения света в воде в 1,33 раза меньше скорости света в вакууме:

$$c' = 3 \cdot 10^5 / 1,33 = 2,25 \cdot 10^5 \text{ км/с.}$$

Теория относительности в качестве максимальной скорости движения частиц устанавливает значение  $c = 3 \cdot 10^5$  км/с, поэтому в средах с  $n > 1$  возможно движение частиц со скоростью, *превышающей скорость света (в этой среде)*. Для этого частицы вовсе не должны иметь колоссальные энергии. Например, условия  $v > c' = 2,25 \cdot 10^5$  км/с для электрона, движущегося в воде, выполняется уже при кинетической энергии электрона  $T > 0,26$  МэВ. Таким образом, движение электронов со скоростью, превышающей скорость света, — очень распространенное явление для оптически плотных ( $n > 1$ ) сред. Между тем впервые физики обнаружили эффект, вызываемый движением частиц со скоростью больше скорости света, только в 1934 г., и немалую роль в столь позднем обнаружении этого эффекта сыграла, как ни странно, теория Эйнштейна, точнее, догматический подход к ее результатам.

Дело в том, что в классической электродинамике (теории электричества) доказывалось, что легкая\* заряженная частица, движущаяся с ускорением, т.е. неравномерно или (и) непериодически, теряет часть своей энергии в форме излучения. Один из конкретных механизмов этого явления заключается в торможении заряженной частицы электрическим полем зарядов, мимо которых она пролетает. В связи с этим рассматриваемое явление называют радиационным торможением, а испускаемое излучение — тормозным излучением.

Сходное явление наблюдается при движении легкой заряженной частицы (электрона) в поперечном магнитном поле (например, в ускорителе). В этом случае частица движется по окружности, т.е. обладает ускорением и, следовательно, излучает. Соответствующее излучение называют синхротронным (см. § 37, п. 4).

Если же у частицы нет ускорения, то нет и излучения. Этот результат электродинамики опирается на предположение о том, что скорость движения частицы меньше скорости света. Так как, согласно теории относительности, последнее условие выполняется автоматически, физикам даже не приходило в голову проанализировать случай движения заряженной частицы со скоростью, большей скорости света. Правда, однажды такой анализ все-таки был выполнен (Зоммерфельдом), но это было сделано

до появления теории относительности. После же ее появления этот анализ был предан забвению как бессмысленный, а между тем у Зоммерфельда получилось, что заряженная частица, движущаяся равномерно и прямолинейно, но со скоростью, большей скорости света, должна излучать свет. Если бы физики своевременно сообразили, что в прозрачной, но оптически плотной среде заряженная частица может двигаться со скоростью, большей скорости света (в этой среде), то, вероятно, явление, о котором сейчас пойдет речь, было бы предсказано теоретически. На самом деле события развивались иначе.

В 1934 г. аспирант академика С.И. Вавилова П.А. Черенков (ныне академик), изучая свечение растворов урановых солей под действием  $\gamma$ -излучения радия, обнаружил новый вид свечения. Свойства этого свечения оказались таковы, что его причиной следовало считать не  $\gamma$ -кванты радия, а электроны, возникающие в среде под действием этих  $\gamma$ -квантов. Замечательной особенностью нового свечения, которое было впоследствии названо свечением Вавилова—Черенкова, является его направленность под острым углом к скорости заряженной частицы.

Теоретическое объяснение свечения Вавилова—Черенкова было дано в 1937 г. советскими физиками (впоследствии академиками) И.Е. Таммом и И.М. Франком, которые, рассуждая в духе Зоммерфельда (работы которого они не знали), не только объяснили все свойства нового излучения, открытые П.А. Черенковым, но и предсказали некоторые другие. В частности, они показали, что угол между направлением свечения и направлением движения частицы удовлетворяет соотношению

$$\cos \theta = 1/\beta n, \quad (52)$$

где  $\beta = v/c$ ;  $v$  — скорость заряженной частицы;  $n$  — показатель преломления среды.

Физическая природа эффекта Вавилова—Черенкова заключается в возбуждении атомов среды пролетающей мимо них заряженной частицей и в последующем когерентном переходе их в основное состояние с испусканием света.

Эффект Вавилова—Черенкова очень широко применяется в физике элементарных частиц для измерения скорости заряженных частиц при помощи специальных черенковских счетчиков. Принцип их использования заключается в измерении угла  $\theta$ , под которым наблюдается свечение, и вычислении по формуле (52) скорости частицы, вызвавшей это свечение. За открытие и теоретическое объяснение нового свечения П.А. Черенков, И.Е. Тамм и И.М. Франк получили в 1958 г. Нобелевскую премию по физике. Итак, скорость частиц массой  $m_0 \neq 0$  всегда *меньше* скорости света в вакууме, но в среде с  $n > 1$  их скорость может превышать скорость света в *этой среде*:  $v > c' = c/n$ .

\*Эффект обратно пропорционален квадрату массы.



... Перед нами безумная теория, но весь вопрос в том, достаточно ли она безумна, чтобы оказаться еще и верной!

Н. Бор

## § 14. НЕМНОГО ОБ ОБЫЧНОЙ МЕХАНИКЕ

*Обитатели микромира, их размеры и масса. — Что такое траектория. — Классическая механика в школе, астрономии и космонавтике. — Большие скорости — не помеха. — Трудности — в малых размерах.*

В предыдущей главе мы с вами убедились, что при переходе от невысоких скоростей к субсветовым скоростям классическая механика перестает давать правильные результаты и для их получения надо пользоваться релятивистской механикой Эйнштейна. В ядерной физике, как правило, приходится иметь дело именно с очень высокими скоростями, поэтому мы и приняли теорию Эйнштейна на вооружение.

Но ядерная физика обладает и еще одной особенностью: она имеет дело с микрообъектами, размеры которых можно считать равными  $10^{-13}$  —  $10^{-12}$  см, а массу —  $10^{-27}$  —  $10^{-22}$  г. А для столь малых частиц неприменим общепринятый способ описания их движения, которым мы пользуемся в обычной механике (как в классической, так и в релятивистской).

Вы хорошо знаете, что движение тела в классической механике описывается заданием его траектории. Материальная точка может двигаться, например, по прямолинейной траектории, по окружности, по параболе, по спирали и т.п. С помощью уравнений движения классической механики, основанных на законах Ньютона, можно рассчитать положение материальной точки на траектории, т.е. найти ее координаты  $x$ ,  $y$ ,  $z$  в любой момент времени  $t$ ; можно найти ее скорость в этой точке и ускорение. Вы, конечно, решали много подобных задач.

Вспомните, например, задачу о свободном падении тела по прямолинейной траектории, когда можно рассчитать пройденный путь и скорость тела для любого момента времени, или более сложную задачу о движении снаряда, выпущенного из пушки под заданным углом, когда для любого момента можно найти положение и скорость снаряда на параболической траектории. Аналогичные задачи решают в небесной механике и космонавтике.

Многие из вас, вероятно, знают, что люди уже очень давно научились предсказывать солнечные и лунные затмения [и не только предсказывать, но и вычислять точную дату тех затмений, которые произошли в прошлом (ср. с § 32)], движение планет и комет и даже вычислять положение на небосводе новых планет, еще не обнаруженных астрономами. Сейчас с огромной степенью точности рассчитываются траектории баллистических ракет, спутников, космических кораблей и межпланетных станций. Все это — задачи классической механики. Эти задачи, конечно, посложнее тех, что вы решали на уроках физики, но их сложность часто носит не принципиальный, а вычислительный характер, и сейчас, в век электронных вычислительных машин, эта сложность не пугает математиков.

Некоторое добавочное усложнение расчетов возникает при движении частиц или тел с субсветовыми скоростями. Но и в этом случае усложнение не носит принципиального характера, так как основное представление о том, что движение частицы происходит по определенной траектории, сохраняется и в релятивистской механике.

Принципиальные трудности возникают при попытке перенести методы обычной механики (классической или релятивистской, все равно) на мир микрочастиц. А именно таким способом действовали вначале физики в своих попытках объяснить строение и свойства атома.

## § 15. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ БОРА

*Планетарная модель Резерфорда. — Устойчив ли атом? — Спутник в атмосфере и за ее пределами. — "Сумасшедшая" теория. — Квантование электронных орбит. — Квантовые числа и правила отбора. — Слишком много постулатов. — Противоречие с магнитным моментом электрона.*

Из школьного курса физики вы знаете, что атомное ядро было открыто Резерфордом в 1911 г. в опытах по изучению рассеяния  $\alpha$ -частиц на тонких фольгах. Чтобы объяснить отклонение небольшой доли  $\alpha$ -частиц на большие углы (до  $180^\circ$ ), Резерфорд предположил, что в центре каждого атома расположено тяжелое (до 99,98 % массы всего атома) положительно заряженное ядро очень малых размеров ( $10^{-13}$  —  $10^{-12}$  см). Вокруг ядра на относительно очень больших расстояниях (порядка  $10^{-8}$  см) вращаются  $Z$  электронов ( $Z$  — порядковый номер элемента в периодической таблице Менделеева). Эта модель атома была названа ядерной или планетарной, так как в соответствии с ней строение атома напоминает миниатюрную Солнечную систему, в которой роль Солнца выполняет ядро, роль планет — электроны, а роль гравитационного притяжения — кулоновское взаимодействие между разноименно заряженными ядром и электронами.

Планетарная модель на первых порах очень понравилась физикам, однако вскоре с ней возникли серьезные затруднения, так как она не удовлетворяла условию устойчивости.

В § 13 мы говорили о том, что заряженная частица, движущаяся с ускорением, обязательно должна тратить свою энергию на излучение. Электрон, вращающийся вокруг атомного ядра, имеет центростремительное ускорение, значит, из-за излучения его энергия должна постепенно уменьшаться. Уменьшение энергии будет приводить к уменьшению скорости вращения, т.е. к уменьшению центробежной силы, которая перестанет уравновешивать силу кулоновского притяжения. В результате электрон начнет по спирали приближаться к ядру и в конце концов упадет на него. Выходит, что если поверить планетарной модели, то атом надо сравнивать не с Солнцем и планетами, а, скорее, с Землей, вокруг которой в пределах атмосферы вращаются искусственные спутники. Из-за сопротивления воздуха спутники постепенно снижают свою скорость и приближаются к Земле по спирали. Таким образом, по планетарной модели получается, что все атомы должны быть неустойчивы. А это, как вы прекрасно знаете, *противоречит эксперименту*.

Другое очень важное возражение против планетарной модели заключается в том, что она допускает испускание атомами светового излучения *любой* длины волны, в то время как из опыта следует, что конкретные атомы испускают излучение *только строго определенных длин волн*.

Положение казалось совершенно безвыходным: с одной стороны, модель, которая построена на основе твердо установленных и неоднократно проверенных законов механики и электродинамики. С другой стороны, эксперимент, в котором нельзя сомневаться. И они противоречат друг другу, да так радикально, что примирить их невозможно!

Выход был найден в 1913 г. Н. Бором, который не пытался примирить противников, поверил опыту и видоизменил планетарную модель так, чтобы она согласовалась с ним. Для этого Бору пришлось допустить то, что до него казалось совершенно недопустимым, а именно существование в атоме *стационарных* орбит электронов с определенными радиусами. Радиус орбиты  $r$  находится из условия

$$m_e v r = n \hbar, \quad (53)$$

где  $m_e$  — масса электрона;  $v$  — его скорость;  $n$  — целое число (1, 2, 3 ...), которое было названо *главным квантовым числом*;  $\hbar$  — постоянная Планка, равная  $1,05 \cdot 10^{-27}$  эрг · с, или  $1,05 \times 10^{-34}$  Дж · с, или  $6,6 \cdot 10^{-16}$  эВ · с. Величину  $m_e v r$  называют моментом количества движения (см. § 20, п. 3) электрона; условие (53) означает предположение о *квантовании* момента количества движения электрона в атоме. Таким образом, согласно Бору,

электрон в атоме может иметь только строго определенные состояния вращения (определенную скорость на орбите с данным радиусом).

По мысли Бора, электрон, находящийся на одной из стационарных орбит, *не излучает и не поглощает* энергии. Испускание или поглощение энергии атомом происходит только *при переходе* электрона с одной орбиты на другую и притом вполне определенными порциями — *квантами*:

$$\Delta E = h \nu, \quad (54)$$

где  $h = 2\pi\hbar = 6,6 \cdot 10^{-27}$  эрг · с =  $4,1 \cdot 10^{-15}$  эВ · с =  $6,6 \times 10^{-34}$  Дж · с.

Теория Бора получила название *квантовой теории атома*.

Согласно классической физике, предположения Бора (они называются *постулатами*) равносильны тому, что искусственный спутник Земли при движении в атмосфере не будет тормозиться и что спутник можно запустить не на любую орбиту, а только на орбиты с вполне определенными радиусами, например равными 100, 200, 300 км и т.д., но не 101, 102 км и т.п.

Вы вряд ли бывали на космодроме в Байконуре и, вероятнее всего, пока еще не участвовали в запуске искусственных спутников Земли, но из газет, журналов, из всего накопленного опыта развития нашей космонавтики вы прекрасно знаете, что мысли, высказанные в предыдущем абзаце, являются "бредовыми". Такого не может быть!

Вот так же до Бора никто не сомневался в том, что такого не должно быть и для электронов в атоме. И только Бор оказался настолько смел и прозорлив, что не побоялся выдвинуть столь необычную, столь "сумасшедшую" (как он сам впоследствии стал называть очень радикальные взгляды) теорию.

Опираясь на свои постулаты, Бор вычислил радиусы возможных орбит, энергии, которыми на них обладают электроны, и длины волн света, испускаемого или поглощаемого атомом при переходе электрона с одной орбиты на другую. Совпадение расчетных длин волн с экспериментальными оказалось удивительно хорошим (погрешность не превышала 0,001 %). На основании расчетов, сделанных по теории Бора, были предсказаны и обнаружены экспериментально новые спектральные серии.

В дальнейшем теория Бора была усовершенствована другими физиками. Круговые орбиты были заменены эллиптическими, движение электронов по ним стали рассчитывать не по классической, а по релятивистской механике и др. Все это позволило еще лучше понять наблюдающиеся закономерности в оптических спектрах, в частности объяснить поведение излучающего атома в магнитном поле, природу тонкого, а впоследствии и сверхтонкого расщепления спектральных линий.

Однако вместе с успехами теории накапливались и возражения против нее. Дело в том, что для каждого усовершенствования теории в нее приходилось вводить все новые и новые квантовые числа. Вслед за главным квантовым числом  $n$  в теорию были введены орбитальное квантовое число  $l$ , а затем магнитное  $m$  и спиновое  $s$  квантовые числа.

Правда, каждое из них вводилось вполне логично — как мера квантования момента количества движения или его проекции. Но каждый раз эти квантовые числа и диапазон возможных значений для них приходилось постулировать.

Сначала были постулированы возможные значения квантовых чисел, затем их пришлось ограничить специальными запретами (*правила отбора*). Потом для объяснения периодической системы элементов Менделеева пришлось постулировать так называемый *принцип Паули*, который запрещает двум электронам находиться в одном и том же состоянии (иметь одинаковыми все квантовые числа). В конце концов в теории накопилось слишком много ниток, не следующих постулатов.

Не обходилось дело и без серьезных противоречий. Например, спиновое квантовое число  $s$  в усовершенствованной теории Бора интерпретируется как собственный момент количества движения электрона — *спин*. Электрон в некотором смысле должен быть подобен заряженному вращающемуся волчку, но с той существенной разницей, что он может иметь не любое количество состояний вращения, как обычный волчок, а только два (подробнее о моменте количества движения, спине и принципе Паули см. § 20, п. 3).

Однако вращающийся электрический заряд должен обладать магнитными свойствами, которые можно, с одной стороны, рассчитать, а с другой — измерить. Так вот, при сравнении расчета с экспериментом было обнаружено расхождение: экспериментальное значение магнитного момента электрона оказалось вдвое больше расчетного.

Итак, несмотря на всю революционность взглядов Бора, в его теории осталась некая непоследовательность, приводящая к затруднениям и расхождениям с экспериментом. Эта непоследовательность объясняется тем, что, выдвинув новое положение о квантовании момента количества движения, Бор развивал его, пользуясь методами обычной механики, автоматически перенеся их на мир микрочастиц. В частности, в теории Бора подразумевалось, что движение электронов в атоме происходит по определенным траекториям подобно тому, как это имеет место в обычной (классической и релятивистской) механике (см. § 14). А между тем опыт доказывает, что для микрочастицы *понятие траектории теряет смысл*.

Мы убедимся в этом, поставив несколько мысленных опытов в следующем параграфе.

## § 16. МЕХАНИКА ТЕРПИТ ФИАСКО

*Читатель на стройплощадке и в физической лаборатории. — Непутевые (но вездесущие) электроны. — Электрон заглядывает за угол. — Волна де Бройля. — Следы электронов. — Волна или частица? — Соотношение неопределенностей (или: нос вытащишь — хвост увязнет).*

Бессмысленность понятия траектории для микрочастицы проще всего почувствовать на некоторой классической аналогии. Представьте себе, что вы находитесь на производственной практике по ремонту дома и занимаетесь очисткой стен с помощью пескоструйного аппарата (или их покраской с помощью краскопульта). Песчинки, вылетающие из аппарата по прямолинейным траекториям, с силой ударяются о стену и очищают ее от грязи. Что будет, если между аппаратом и стеной поставить лист железа с прорезью? Ну, конечно, стена будет очищаться только против прорези (рис. 10). А если две прорези? Тогда на стене будут две светлые полосы независимо от того, откроете вы обе прорези одновременно или сначала одну, а потом другую (рис. 11). Вообще таким способом вы можете написать на стене что угодно, например увековечить имя своей любимой девушки (рис. 12), если только вырежете его предварительно в железном листе (опытные оформители стенгазет используют подобный прием, распыляя краску через трафарет с помощью пульверизатора).

А теперь со стройплощадки перейдем в физическую лабораторию и поставим следующий мысленный опыт. Заменяем пескоструйный аппарат электронной "пушкой" (ЭП)\*, которая "выстреливает" электроны с одной и той же скоростью в одном и том же направлении; железный лист с прорезью — небольшим листочком фольги ( $\Phi$ ) с двумя узкими "щелями" (почему мы берем слово "щель" в кавычки и какова ее ширина, будет ясно из дальнейшего), а кирпичную стену — фотопластинкой ( $\Phi П$ ). Закроем одну "щель" (например, левую) и включим на некоторое время электронную пушку, а затем проявим фотопластинку. Опираясь на свой опыт на стройплощадке и на здравый смысл, вы вправе ожидать, что на фотопластинке в миниатюре получится рисунок, аналогичный картине на кирпичной стене при одной прорези в железном листе. На самом деле на фотопластинке получится картина, изображенная на рис. 13. Вы видите, что по форме она резко отличается от картины на стене. Электроны попадают на фотопластинку не только в место, расположенное против открытой (правой) "щели", но и на некотором расстоянии от нее по бокам. Создается такое впечатление, что часть элек-

\* С одним из вариантов электронной пушки вы хорошо знакомы. Такая пушка имеется в любой телевизионной трубке — кинескопе.



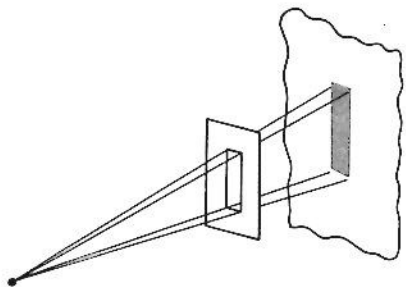


Рис. 10

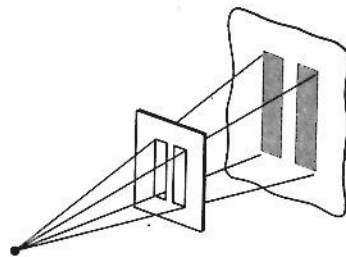


Рис. 11

тронов при прохождении через "щель" отклоняется от прямолинейной траектории на строго определенные углы.

В связи с этим возникают два вопроса. Первый — почему электроны отклоняются от прямолинейного направления и второй — почему одни электроны отклоняются, а другие нет? Ведь все электроны одинаковы и испускаются из пушки с одной и той же скоростью и в одном и том же направлении. Начнем со второго вопроса. Ответ на него, пожалуй, для вас будет выглядеть довольно неожиданным. Оказывается *все* электроны ведут себя одинаково, но одинаково странно. Любой из них может как отклониться, так и пролететь прямо.

В том, что дело обстоит именно так, можно убедиться опять на опыте. Для этого надо снизить частоту выстрелов из нашей пушки настолько, чтобы электроны вылетали из нее поодиночке (как снаряды из настоящей пушки). И вот если в таких условиях снова облучать фотопластинку столько времени, чтобы общее число

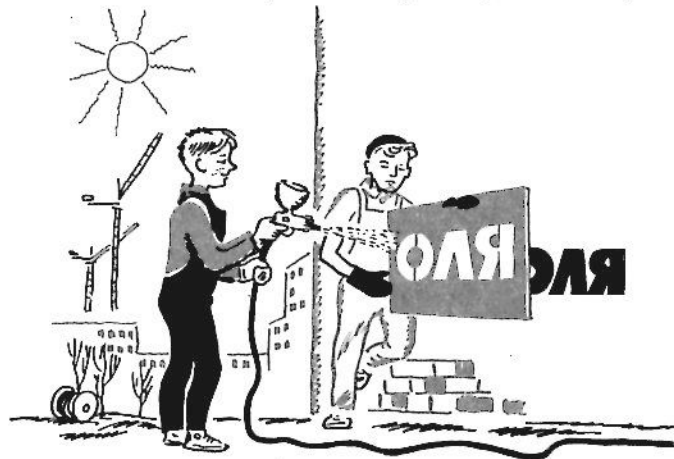


Рис. 12

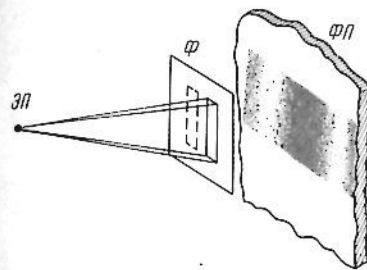


Рис. 13

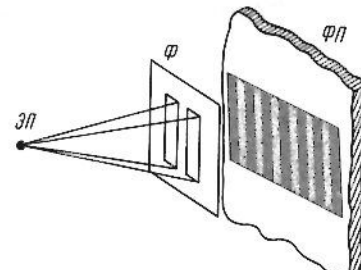


Рис. 14

попавших на нее электронов было такое же, как и в первом случае, то картина в точности повторится. Другими словами, ни один электрон, вылетающий из электронной пушки, не имеет определенной траектории. Каждый из них может попасть в любую точку затемненной области фотопластинки. В этом видна некая неопределенность движения электрона с точки зрения классических представлений. Но в то же время все электроны попадают только в затемненную область и ни один электрон не может попасть в незатемненную область пластинки, и в этом видна какая-то *закономерность* их движения.

Движение отдельного электрона происходит так, что его возможные координаты на пластинке можно указать не однозначно, а только с *некоторой вероятностью*. Вероятность попадания электрона в одни места пластинки (наиболее затемненные) велика, в другие (посветлее) мала, для третьих (светлых) она вообще равна нулю. Но сколько бы раз мы ни ставили опыт, результаты (при одинаковых условиях) будут всегда получаться одни и те же. Сравнительная интенсивность потемнения пластинки в разных местах, расстояния между темными и светлыми местами, градации потемнения — все это будет повторяться. Таким образом, несмотря на отсутствие траектории, движение электрона происходит по определенному закону. Он проявляется в неизменности результата при повторении опыта.

Продолжим наш опыт. Закроем правую "щель", откроем левую и повторим опыт. Что получится теперь? Здравый смысл подсказывает: то же, что и раньше, но центр картины будет теперь находиться против левой "щели". На этот раз мы отгадали.

Ну, а что будет, если открыть обе "щели"? Оказывается, в этом случае опять ничего предсказать не удастся. Картина на фотопластинке для этого случая (рис. 14) совсем не похожа на классическую картину (две прорези в железном листе), изображенную на рис. 11. Более того, она не похожа и на сумму картин от левой и правой "щелей". Вторая "щель" *не добавляет* новые детали к картине от первой "щели", а радикально *изменяет* всю картину в целом. И эту новую картину можно опять получить, ес-



ли заставить электроны вылетать из пушки поодиночке. Таким образом, и в этом случае *каждый* электрон движется вполне закономерно. При повторении опыта неизменно повторяется картина, характерная для двух "щелей".

Вместе с тем сохраняется и известная неопределенность в движении электрона, которая сказывается в том, что нельзя заранее предсказать, в какое место фотопластинки попадет *данный* конкретный электрон. Так же как и в опыте с одной "щелью", можно указать только вероятность того, что электрон попадает в данное место фотопластинки. Другими словами, можно предсказать, какая доля всех вылетевших из пушки электронов попадет в то или иное место фотопластинки. Путь же конкретного электрона неисповедим, и за это очень хочется обозвать его "непутевым".

Неопределенность заключается также в том, что относительно каждого электрона нельзя сказать, через какую именно "щель" он пролетел. Действительно, если бы каждый электрон проходил только через одну "щель" (левую или правую), то вторая не принимала бы никакого участия в формировании картины. А между тем картина получается характерной именно для двух "щелей". Значит, *каждый* электрон движется так, что он *как бы* одновременно *проходит* через обе "щели". Да, да, через обе! Хоть и непутевый, но зато вездесущий!

Итак, подведем предварительные итоги. Электроны в нашем опыте движутся таким образом, что для них нельзя ввести понятие траектории. Создается впечатление, что один и тот же электрон может одновременно оказаться в двух и более (для случая с большим числом "щелей") разных местах. Вместе с тем движение электронов подчиняется какой-то закономерности, так как картина при повторном опыте в аналогичных условиях всегда повторяется.

Какова же эта закономерность? Те из вас, кто уже успел в школе изучить оптику, вероятно, обратили внимание, что картина, полученная от фольги с одной "щелью", похожа на картину дифракции света от узкой щели. Это не случайное совпадение. Оказывается, картина, полученная в мысленном опыте с электронами при двух "щелях", аналогична картине дифракции света от двух щелей. Так же обстоит дело и при большом числе щелей, когда дифракция происходит на так называемой дифракционной решетке, т.е. на пластинке с большим числом периодически расположенных узких просветов. Детальное количественное изучение этого вопроса показало, что от пучка электронов данной скоростью  $v$  (данным импульсом  $p = m_0 v$ ) получается такая же дифракционная картина, как и от монохроматического электромагнитного излучения длиной волны

$$\lambda = h/p$$

(55)

(при  $T_e = 10$  эВ можно пользоваться классическими формулами). Таким образом, движение электронов носит *волновой* характер. Величина  $\lambda = h/p$  называется *длиной волны де Бройля* по имени физика, впервые предположившего, что частицам присущи волновые свойства.

Из курса оптики вы знаете, что дифракция наблюдается, когда ширина щели соизмерима с длиной волны света. Так как длина волн видимого света заключена в интервале от 0,4 до 0,8 мкм, дифракция света наблюдается на щелях (или препятствиях, например проволоках) микронных размеров. Ширину "щели" для изучения дифракции электронов можно найти аналогично. Она должна быть примерно равна длине волны де Бройля.

Пусть электроны имеют энергию 10 эВ. Тогда их импульс

$$p = \sqrt{2m_e T} = \frac{\sqrt{2m_e c^2 T}}{c} = \frac{\sqrt{2 \cdot 5 \cdot 10^5 \cdot 10}}{c} \approx 3 \cdot 10^3 \text{ эВ/с},$$

а длина волны де Бройля

$$\lambda = h/p = 6,6 \cdot 10^{-16} \cdot 3 \cdot 10^3 / 3 \cdot 10^3 = 0,66 \cdot 10^{-10} \text{ м}.$$

Итак, дифракция электронов энергией 10 эВ должна наблюдаться при ширине "щели" порядка  $10^{-10}$  м. Но  $10^{-10}$  м — это размеры атома и межатомные расстояния. Вы понимаете теперь, почему мы слово "щель" взяли в кавычки. Конечно, не может быть и речи о том, чтобы искусственно приготовить фольгу с одной или двумя щелями такой ширины. Все рассуждения, относящиеся к мысленному опыту, мы провели для наглядности. На самом деле дифракция электронов изучалась на кристалле, атомы в котором расположены как раз на расстояниях друг от друга около  $10^{-10}$  м и образуют естественную решетку, изготовленную самой природой. Но в этих условиях опыт перестает быть мысленным, и он *действительно* был поставлен Джермером в 1927 г. и *действительно* дал результаты, аналогичные полученным в оптике. Впоследствии опыт с успехом был повторен советским физиком В.А. Фабрикантом с сотрудниками в условиях, когда электроны вылетали очень редко, поодиночке. Таким образом, было доказано, что электрон ведет себя *подобно волне*.

Обращаем ваше внимание на то, что речь идет об отдельных электронах. Каждый отдельный электрон ведет себя как волна. Он когерентен сам себе, интерферирует сам с собой и благодаря этому дифрагирует на кристаллической решетке. Однако из того, что электрон ведет себя как волна, нельзя делать вывод о том, что электрон есть волна, что он состоит из волн. Действительно, хотя в принципе из плоских волн с разными дебройлевскими длинами можно сконструировать некий комплекс (*волновой пакет*), имеющий в начальный момент времени  $t = 0$  размеры и импульс электрона, но, как показывает расчет, с течением времени разме-

ры этого комплекса чрезвычайно быстро растут (*расплывание волнового пакета*). А это противоречит любому опыту с электронами. Кроме того, представление об электронно-волне связано с предположением о том, что в процессе дифракции каждый электрон должен одновременно лететь в разных направлениях, т.е. разделяться на части, что тоже противоречит опыту. Электрон всегда обнаруживается где-то в одном месте (темная точка на фотопластинке). Он всегда проявляется как единая неделимая частица с данным зарядом  $e$  и данной массой  $m_e$ . Таким образом, электрон движется как волна, оставаясь частицей. Можно сказать, что электрон имеет двойственную природу: волновую и корпускулярную. В связи с этим у него нет траектории.

Читатель может возразить: как нет траектории? А что же такое те следы, которые электроны (и другие заряженные частицы) оставляют в камерах Вильсона, в пузырьковых камерах или в фотозумльсии? Разве это не изображение траектории? Ведь след очень похож на траекторию. Часто он имеет очень большую длину (тысячи микрон) по сравнению с толщиной (около 0,5 мкм). Он позволяет сопоставить каждому моменту времени определенную область фотопластинки, т.е., казалось бы, координаты электрона, а также его энергию, т.е. импульс. И все-таки след — это не траектория. В самом деле, посчитаем, с какой точностью можно определить координаты электрона по его следу. "Толщина" следа в фотозумльсии не может быть меньше диаметра одного проявленного зерна, т.е.  $0,5 \text{ мкм} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ . Это в 10 000 раз больше размеров атома и в 100 000 раз больше классического радиуса электрона\*  $r_e = 2,8 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ . Как вы думаете, назвали бы мы с вами траекторией путь пули, если бы его ширина равнялась 100 000 000 ее радиусов, т.е. около 1000 км?! Вероятно, нет, так как "непугливость" пули здесь вполне очевидна.

Итак, у электрона нет траектории в строгом смысле этого слова (хотя для решения ряда практических задач знания параметров следа — длины, кривизны, плотности зерен — бывает вполне достаточно). Его положение можно определить лишь приближенно. В нашем мысленном опыте получилось, что при энергии электронов 10 эВ, т.е. при импульсе  $3 \cdot 10^3 \text{ эВ/с}$ , неопределенность в его координате  $\Delta x$  составляет  $0,66 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ . Если перемножить эти две величины, то получится

$$3 \cdot 10^3 \frac{\text{эВ}}{c} \cdot 0,66 \cdot 10^{-10} \text{ м} = \frac{3 \cdot 10^3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,66 \cdot 10^{-10}}{3 \cdot 10^8} \approx \approx 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с},$$

\* Классический радиус электрона определяется из условия равенства энергии покоя электрона его электромагнитной энергии:  $m_e c^2 = e^2 / 4\pi\epsilon_0 r_e$ , откуда  $r_e = e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_e c^2 = (1,6 \cdot 10^{-19})^2 / 4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 9 \cdot 10^{16} = 2,8 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ .

т.е. величина, равная постоянной Планка. Это отнюдь не случайный результат. Вспомним, что неопределенность в координате  $\Delta x$  равна расстоянию между щелями (и ширине щели  $\delta$ ) и что дифракция наблюдается при ширине щели, равной длине волны:

$$\Delta x = \delta = \lambda.$$

Но  $\lambda$  — это длина волны де Бройля. Она равна  $\hbar/p$ . Поэтому всегда  $\Delta x p \approx \hbar$ . Наконец, сделаем еще одно замечание, прежде чем сформулировать очень важный результат. При прохождении электрона через решетку и попадании его в фотопластинку импульс электрона может измениться на свою полную величину  $\Delta p = p$  (например, электрон при столкновении с электроном атома решетки может остановиться, так что его импульс будет равен нулю). Таким образом, импульс электрона после прохождения его через пластинку с щелями становится неопределенным. Заменяя  $p$  в выражении  $\Delta x p \approx \hbar$  величиной  $\Delta p$ , получим универсальное соотношение микромира

$$\Delta x \Delta p \approx \hbar, \quad (56)$$

справедливое при любых энергиях электрона. Это выражение называется *соотношением неопределенностей* Гейзенберга (*принципом неопределенности*). Оно отражает специфику свойств микрочастиц, для которых нельзя одновременно точно знать координату и импульс, т.е. нельзя задать траекторию. Чем точнее определяется импульс частицы, тем больше неопределенность в ее координате, и наоборот. Нос вытащишь — хвост увязнет.

Соотношение неопределенностей носит универсальный характер. Оно справедливо не только для электронов, но и для протонов, нейтронов и других элементарных частиц (и даже атомных ядер, например  $\alpha$ -частиц), для которых, так же как и для электронов, наблюдалась дифракция.

Аналогичное соотношение существует между энергией  $E$  (массой  $m$ ) частицы и временем измерения этой энергии  $\Delta t$  (или временем жизни частицы  $\tau$ ):

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar, \quad (57)$$

Чем больше время жизни частицы, тем точнее определена ее энергия (а значит, и масса  $m = E/c^2$ ), и наоборот.

Соотношение (57) можно рассматривать как следствие соотношения (56), если последнее переписать так:

$$\Delta x \Delta p = \Delta x m \Delta v = \Delta x m (\Delta v / \Delta t) \Delta t = \Delta x F \Delta t = \Delta E \Delta t.$$

Здесь  $v$  — скорость;  $\Delta v / \Delta t$  — ускорение;  $F = m \Delta v / \Delta t$  — сила;  $\Delta E = \Delta x F$  — работа, т.е. изменение энергии.

Из-за малости  $\hbar$  и сравнительно большого времени жизни сте-

пень неопределенности массы для всех элементарных частиц, кроме резонансов, оказывается очень небольшой. Так, для  $\pi^0$ -мезона ( $\tau_{\pi^0} = 0,8 \cdot 10^{-16}$  с)

$$\Delta E = \hbar/\tau = 6,6 \cdot 10^{-16} / 0,8 \cdot 10^{-16} \approx 8 \text{ эВ},$$

что составляет около  $10^{-5}$  % его энергии покоя ( $m_{\pi^0} c^2 = 135 \text{ МэВ}$ ). И даже для наиболее короткоживущих метастабильных частиц  $\eta$ -мезона ( $\tau \approx 10^{-18}$  с) и  $\Sigma^0$ -гиперона ( $\tau \approx 10^{-19}$  с)  $\Delta E = 10^3$  эВ и  $10^4$  эВ соответственно, что составляет  $10^{-4}$  и  $10^{-3}$  % их энергии покоя.

Однако для резонансов, время жизни которых не превышает  $10^{-23}$  —  $10^{-22}$  с, эта неопределенность в энергии (а значит, и в массе) покоя может доходить до 10 — 15 %, что составляет 100 — 200 МэВ (200 — 400 электронных масс).

## § 17. ЧТО ТАКОЕ КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА

*“Понять нельзя, но привыкнуть можно”. — Квантовую механику — младенцам! — Основные идеи квантовой механики уравниваются. — Понятие о  $\psi$ -функции и квадрате ее модуля  $|\psi|^2$ . — Когда применять квантовую механику бессмысленно.*

Энергия электронов в нашем мысленном опыте, рассмотренном в предыдущем параграфе, была выбрана 10 эВ, а неопределенность в траектории получилась порядка  $10^{-10}$  м. Но первое значение характерно для энергии внешних электронов в атоме, а второе — для его размеров. Значит, электроны в пределах атома должны двигаться столь же неопределенно, как и в нашем мысленном опыте. Внутри атома бессмысленно говорить о траектории электронов. К ним нельзя применять обычную механику. Этим и объясняется отмеченная в § 16 непоследовательность теории Бора.

Новая теория, преодолевшая недостатки теории Бора, была создана в 1926 — 1928 гг. Гейзенбергом, Шредингером и Дираком. Она была названа *квантовой (волновой) механикой*.

Когда автор был в возрасте читателя и впервые знакомился с квантовой механикой, он был поражен, услышав следующие слова профессора, читавшего этот курс: “Понять квантовую механику невозможно, к ней можно только привыкнуть”. Это очень точно сказано! Квантовую механику нельзя понять, опираясь на классические представления о траектории и пр. Это такая область науки, которую надо строить на совершенно новом фундаменте, на абсолютно новых представлениях. И к этому новому действительно надо привыкать, что трудно всегда и особенно трудно, если при этом надо отвыкать от привычного.

Вероятно, проще всего было бы изучать квантовую механику человеку, не искушенному в классической механике. Тогда он воспринял бы кванто-



Рис. 15

вомеханические понятия совершенно естественно, не сравнивая их с привычными. К сожалению, это невозможно из-за того, что человек знакомится с классической механикой даже без специального обучения, при простом общении с окружающими его предметами. Но, во всяком случае, надо стремиться к тому, чтобы люди знакомились с квантовой механикой как можно раньше, так как сила привычки может сыграть плохую шутку. Известно, например, что великий физик Эйнштейн, несмотря на неоднократные дискуссии с Бором, так и не признал квантовой механики в ее современном варианте.

Давайте попытаемся познакомиться с квантовой механикой в доступном для нас с вами объеме и начнем привыкать к ней “с малолетства” (рис. 15).

В основе обычной механики лежат уравнения Ньютона, усовершенствованные для релятивистских скоростей Эйнштейном. В этих уравнениях используется понятие траектории. В основу квантовой механики должно быть положено такое уравнение, которое позволило бы описать двойственную природу элементарных частиц, ведущих себя то как волна, то как частица. Такое уравнение было предложено впервые Шредингером. Релятивистский вариант уравнения для электрона был дан Дираком. Мы не будем выписывать эти уравнения и пояснять их вид, а ограничимся только словами, разъясняющими основные идеи.

Уравнения Шредингера и Дирака — это *волновые уравнения не-обычного типа*. Они составлены так, чтобы их решения имели тот же двойственный (волновой и корпускулярный) характер, что и



сами свойства элементарных частиц. Поскольку это волновые уравнения (хоть и необычного типа), в них можно обнаружить сходство с волновыми уравнениями обычного типа, например с уравнениями Максвелла, описывающими распространение электромагнитной волны.

Решение квантовомеханических волновых уравнений, так же как и волновых уравнений обычного типа, получается в виде волновых функций, которые называются в квантовой механике *ψ-функциями*.

ψ-Функция может быть выражена через координаты и время  $[\psi(x, y, z, t)]$  или через энергию и компоненты импульса  $[\psi(E, p_x, p_y, p_z)]$ . ψ-Функция отражает волновую природу микрочастиц. С ее помощью можно описать, например, рассмотренное выше явление дифракции электронов или явление интерференции  $K^0$ -мезонов (см. § 36, п. 3). Для ψ-функции, так же как для световой волны, можно говорить о когерентности, о фазе, о разности хода и других специфических волновых понятиях. Однако в отличие от решения уравнений Максвелла ψ-функция, вообще говоря, комплексна и не имеет наглядного истолкования. Это не реальная бегущая волна типа распространяющегося света или звука и не реальная стоячая волна типа интерференционной картины, а волна (т.е. амплитуда и фаза) *вероятности*, которая описывает объективно существующие потенциальные *возможности* осуществления того или иного результата.

Наглядный смысл имеет только квадрат модуля волновой функции  $|\psi|^2$ , который равен *вероятности* найти частицу в данной точке  $(x, y, z)$  в данный момент времени  $t$ . Вот это свойство уравнения и ψ-функции и отражает вторую (корпускулярную) сторону поведения микрочастиц. С помощью величины  $|\psi|^2$  можно составить представление о месте пребывания частицы в данный момент времени. Если, например, частица движется так, что в момент  $t = t_0$  она попадает в окрестность точки  $(x_0, y_0, z_0)$ , т.е. в область  $(x_0 \pm \Delta x, y_0 \pm \Delta y, z_0 \pm \Delta z)$ , то решение квантовомеханического уравнения дает такую ψ-функцию, у которой  $|\psi(x, y, z, t_0)|^2 \neq 0$  именно при  $x = x_0 \pm \Delta x, y = y_0 \pm \Delta y, z = z_0 \pm \Delta z$  и  $|\psi(x, y, z, t_0)|^2 = 0$  для всех других  $x, y, z$ .

Очень часто величина  $|\psi|^2$  дает представление о положении частицы с вполне достаточной точностью. Это бывает в тех случаях, когда величина  $\Delta x = \hbar/p$  настолько мала, что ее практически невозможно измерить. Так обстоит дело, например, при использовании различных следовых (трековых) детекторов (см. § 16), которые не позволяют измерять  $\Delta x$  меньше  $10^{-5}$  см. Конечно, по мере перехода ко все более тяжелым частицам квантовомеханическая неопределенность в координате становится все меньше и меньше. В случае макроскопических частиц она абсолютно неощутима. (Вы можете легко подсчитать, например, что квантовомеханическая неопределенность траектории летящей пули составля-

ет всего  $10^{-33}$  см, а вовсе не 1000 км, как было бы, если бы она вела себя подобно электрону. Так что квантовая механика не стоит на пути у наших спортсмен-снайперов!) Поэтому пользоваться волновыми уравнениями надо только в области микромира. В макромире их использование бессмысленно, так как они будут давать результаты, практически не отличающиеся от результатов обычной механики. Так же как релятивистская механика при малых скоростях переходит в классическую, квантовая механика при увеличении массы частиц переходит в обычную механику.

## § 18. УСПЕХИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

### 1. КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА И ОБЪЕКТИВНАЯ РЕАЛЬНОСТЬ

*Нечего на зеркало пенять.*

В предыдущем изложении мы пытались убедить читателя в том, что квантовая механика столь же хороша для описания движения элементарных частиц, как и обычная механика для описания движения микрочастиц. То обстоятельство, что она не дает возможности вычислять траекторию частицы, — вина не ее, а самой микрочастицы, у которой *нет траектории* в классическом понимании этого слова. Квантовая механика позволяет узнать о микрочастице то, что о ней *можно* узнать. Таким образом, квантовая механика правильно (или, как принято говорить, адекватно) отражает объективную реальность микромира. Однако сами свойства микромира столь необычны, что результаты квантовой механики поневоле кажутся очень удивительными. В этом параграфе мы познакомим вас с некоторыми результатами квантовой механики и через них — с необычными свойствами представителей микромира. При этом, руководствуясь нашим правилом (не заслонять леса деревьями), первое знакомство проведем весьма бегло, оставив подробности для тех мест книги, где данный вопрос будет рассмотрен более детально.

### 2. УРАВНЕНИЕ ШРЕДИНГЕРА

*Строение атома. — Гениальность — хорошо, логика — лучше. — Загадка α-распада. — Шарик на крыше. — Старик Хоттабыч и квантовая механика. — Микрочастица проходит через стену.*

Квантовая механика позволила преодолеть непоследовательность теории Бора (см. § 15). Оказалось, что уравнение Шредингера составлено так удачно, что его решение для электронов в атоме позволяет без всяких постулатов и правил отбора получить все основные результаты теории Бора. Было показано, например, что уравнение Шредингера для электронов в атоме имеет решения



только при тех значениях энергии, которые совпадают со значениями, вытекающими из постулатов Бора. При других значениях энергии уравнение просто не имеет решений. Таким образом, основное противоречие теории Бора — необходимость предположения о том, что вращающийся электрон не излучает, — здесь снимается автоматически. Оказывается, электрон движется в атоме так (не вращается!), что он и не должен излучать. Ведь утверждение о том, что вращающийся электрон излучает, опиралось на выводы классической физики, от которой мы отказались в пользу квантовой механики, а она приводит к совершенно другим выводам. Все великолепные результаты теории Бора, которые были гениально придуманы великим физиком, теперь автоматически вытекают из единственного простого уравнения Шредингера: все, с чем приходилось соглашаться, скрепя сердце, по принципу "победителя не судят", теперь оказалось строго обусловленным логически.

Необыкновенно интересный и совершенно необычный результат получился при рассмотрении уравнения Шредингера для атомного ядра. Вы знаете, что разделение естественной радиоактивности на  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения было сделано еще в начале XX в. С тех пор вплоть до конца 30-х годов  $\alpha$ -распад оставался одним из самых загадочных явлений природы, и только квантовая механика помогла разгадать эту загадку.

Сравнительно давно стало известно, что  $\alpha$ -частицы — это ядра гелия  ${}^4_2\text{He}$  и что  $\alpha$ -распад неудивителен с точки зрения закона сохранения энергии, так как масса исходного  $\alpha$ -радиоактивного (материнского) ядра ( $M_{\text{м.я}}$ ) больше суммы масс  $\alpha$ -частицы ( $m_\alpha$ ) и остаточного (дочернего) ядра ( $M_{\text{д.я}}$ ):

$$M_{\text{м.я}} > m_\alpha + M_{\text{д.я}} \quad (58)$$

Разность масс  $\Delta M = M_{\text{м.я}} - (m_\alpha + M_{\text{д.я}})$  и реализуется в виде энергии  $\alpha$ -распада  $\Delta E_\alpha$ , т.е. кинетической энергии испускаемой  $\alpha$ -частицы ( $T_\alpha$ ) и дочернего ядра  $T_{\text{я}} \ll T_\alpha$ :

$$\Delta E_\alpha = \Delta Mc^2 = T_\alpha + T_{\text{я}} \approx T_\alpha \quad (59)$$

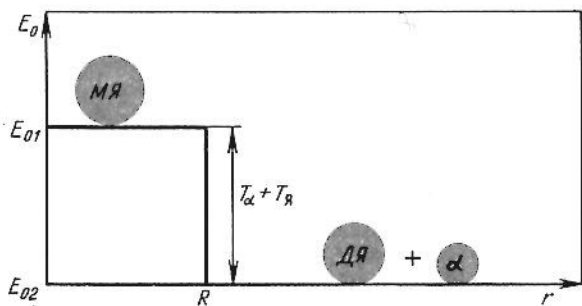


Рис. 16

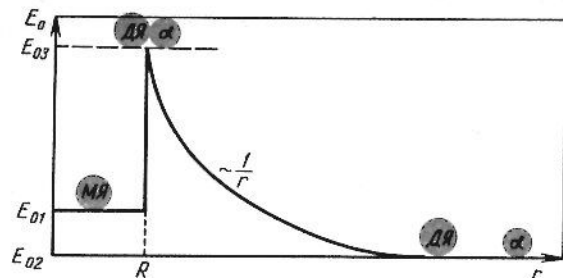


Рис. 17

В разных случаях  $\alpha$ -распада кинетическая энергия  $\alpha$ -частиц составляет от 4 до 9 МэВ (в редких случаях — еще меньше). Если принять в качестве среднего значения  $T_\alpha \approx 6$  МэВ, то получим, что энергия покоя нашей системы до  $\alpha$ -распада ( $E_{01}$ ) на 6 МэВ больше ее энергии покоя ( $E_{02}$ ) после  $\alpha$ -распада (рис. 16). И в этом, повторяем, ничего удивительного нет. Удивительное начнется, если посчитать энергию покоя системы в самый момент  $\alpha$ -распада ( $E_{03}$ ), когда  $\alpha$ -частица только-только вышла из ядра, но еще не отлетела от него. Такой подсчет легко сделать, если мысленно провести процедуру, обратную  $\alpha$ -распаду, т.е. сблизить дочернее ядро и  $\alpha$ -частицу до их соприкосновения. Ясно, что при таком сближении их энергия будет возрастать от значения  $E_{02}$  по закону  $1/r$  за счет увеличения потенциальной энергии кулоновского отталкивания. Подсчет дает возрастание энергии на 25 — 30 МэВ, что в несколько раз превышает разность между начальной и конечной энергиями системы (рис. 17). Таким образом, энергия системы в момент  $\alpha$ -распада больше как начальной, так и конечной энергии. Другими словами, на пути частицы из ядра возвышается большой потенциальный энергетический барьер. Спрашивается, как  $\alpha$ -частице удастся его преодолеть? Ведь по классической физике это совершенно невозможно!

В самом деле, рассмотрим в качестве классической аналогии шарик, лежащий на покато́й крыше с желобом. Ясно, что он скатиться не может, хотя энергетически это ему выгодно, так как потенциальная энергия шарика на земле меньше, чем на крыше. Вот если бы желоба не было или если бы шарик предварительно приподнять на край желоба, тогда другое дело. А так невозможно! Казалось бы, столь же невозможно для  $\alpha$ -частицы вылететь за пределы атомного ядра, так как она также сидит там в своего рода "желобе", образованном кулоновским потенциальным барьером. И все-таки  $\alpha$ -частица преодолевает потенциальный барьер. Кроме перечисленных выше двух способов его преодоления она находит еще один, который неосуществим для шарика на крыше.  $\alpha$ -Частица идет прямо *через* барьер, так, как будто в нем есть туннель. По-



Рис. 18

нимаем, скажете вы, крыша старая, в желобе была дыра, и шарик провалился в нее. В том-то и дело, что дыры нет. Просто барьер для микрочастицы не является непреодолимым препятствием. Она проходит через него так же, как проходил сквозь стены старик Хоттабыч, когда он помогал Вольке Костылькову сдавать экзамен по географии (рис. 18).

Процесс прохождения микрочастицы через потенциальный энергетический барьер называют *туннельным переходом*. Это чисто квантовомеханическое явление. Объяснить его можно, только опираясь на квантовую механику, в которой это странное явление объясняется самым естественным образом.

Мы говорили, что движение микрочастицы в квантовой механике описывается волновой функцией  $\psi$ , квадрат модуля которой  $|\psi|^2$  равен вероятности найти частицу в данном месте. Волновая  $\psi$ -функция является решением уравнения Шредингера. Представьте себе, что вы рассматриваете движение  $\alpha$ -частицы слева направо (рис. 19) и хотите оценить вероятность того, что она пройдет насквозь из области II в область III. Тогда вам надо решить уравнение Шредингера для всех трех областей (I, II, III), т.е. найти вид  $\psi$ -функции в этих областях. Затем надо подсчитать значение квадрата ее модуля  $|\psi|^2$  для областей I и III. Отношение  $D = |\psi_{III}|^2 / |\psi_I|^2$  даст вероятность для микрочастицы, подошедшей к потенциальному барьеру, "просочиться" через него. Величину  $D$  принято называть *коэффициентом прозрачности* потенциального барьера.

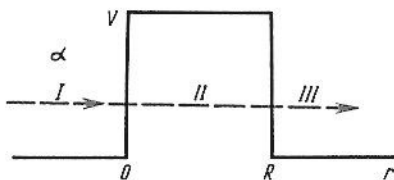


Рис. 19

Мы с вами не умеем ни записывать, ни тем более решать уравнение Шредингера, поэтому результат его решения вам придется принять на веру. Оказывается, числовое значение коэффициента прозрачности прямоугольного потенциального барьера высотой  $V$  и шириной  $d$  для частицы массой  $m$  и кинетической энергией  $T$  равно по порядку

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(V-T)}d} \quad (60)$$

где  $e = 2,718$  — основание натурального логарифма;  $\hbar = 1,05 \times 10^{-34}$  Дж·с — постоянная Планка.

Почти столь же просто выглядит выражение для  $D$  и в случае барьеров, имеющих непрямоугольную форму. Из выражения (60) видно, что коэффициент  $D$  может быть не очень мал только в области микромира, где малы  $m$ ,  $V$  и  $d$ . Так, для  $\alpha$ -частиц энергией 6 МэВ, испускаемых  $\alpha$ -радиоактивными ядрами,

$$D \approx e^{-\frac{2}{10^{-34}} \sqrt{2 \cdot 4 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} (30-6) \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-14}}} \approx e^{-45} \approx 10^{-20}.$$

Конечно, это очень малая величина, но если учесть, что  $\alpha$ -частицы, быстро двигаясь: в атомном ядре, сталкиваются с его стенками около  $10^{20}$  раз в секунду, то полная вероятность  $P$  просачивания  $\alpha$ -частицы через кулоновский потенциальный барьер, т.е. доля  $\alpha$ -частиц, вылетевших из ядра за 1 с, будет порядка единицы ( $10^{-20} \times 10^{20} \approx 1$ ). Другими словами, это означает, что время жизни ядра относительно  $\alpha$ -распада, которое, очевидно, равно  $\tau = 1/P$ , будет порядка 1 с. Разумеется, это очень грубая прикидка. На самом деле время жизни разных ядер относительно  $\alpha$ -распада колеблется в очень широких пределах (от  $10^{-7}$  с до  $10^{15}$  лет), но факт остается фактом — оно отлично от бесконечности и может быть очень маленьким.

Совсем иначе обстоит дело для макротел. Здесь  $D$  настолько мало, что о какой-либо прозрачности барьера говорить совершенно бессмысленно. Например, если мы подсчитаем коэффициент прозрачности желоба для шарика, то в предположении, что масса шарика равна 25 г, толщина желоба 1 мм, а его высота  $H = 20$  см ( $V = mgH \approx 0,025 \cdot 9,81 \cdot 0,2 \approx 5 \cdot 10^{-2}$  Дж), получим

$$D \approx e^{-\frac{2}{10^{-34}} \sqrt{2 \cdot 0,025 \cdot 5 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-3}}} \approx e^{-10^{30}} = \frac{1}{e^{10^{30}}}.$$

При таком значении  $D$  можно быть уверенным в том, что шарик пролежит на крыше до тех пор, пока за ним не слезает какой-нибудь мальчишка или пока крыша не проржавеет.

### 3. УРАВНЕНИЕ ДИРАКА

*Предсказание позитрона. — Когда космическому кораблю не нужно топливо. — Проблема отцов и детей, или война ученого с уравнением. — "Дырка" Дирака. — Сыграем в шашки. — Позитрон из "дырки". — Частица и античастица. — Еще об аннигиляции.*

Не менее замечательный успех выпал и на долю другого квантовомеханического уравнения — релятивистского уравнения Дирака. В частности, с его помощью удалось разрешить упомянутые в конце § 15 затруднения с введением в квантовую теорию понятия спина и со значением магнитного момента электрона. Оказалось, что в теории Дирака нет необходимости постулировать спин и магнитный момент электрона, так как их существование является следствием самого уравнения. При этом уравнение предсказывает именно то значение магнитного момента, которое получается из опыта (напомним, что теория Бора давала вдвое меньшее значение, см. § 20, п. 3).

Особенно великолепным достижением Дирака следует считать предсказание позитрона — античастицы по отношению к электрону. Анализируя свое уравнение, Дирак пришел к выводу, что для каждого значения импульса  $p$  оно имеет два решения, соответствующих двум разным значениям полной энергии электрона:

$$E_1 = +\sqrt{m_e^2 c^4 + p^2 c^2} \quad \text{и}$$

$$E_2 = -\sqrt{m_e^2 c^4 + p^2 c^2} \quad (61)$$

[см. формулу (21) из § 9]. Например, при  $p = 0$  электрон может иметь энергию  $E_1 = m_e c^2$  и  $E_2 = -m_e c^2$ , так что  $E_1 - E_2 = 2m_e c^2$ . При  $p = p_0 > 0$  разность энергий  $E_1 - E_2 > 2m_e c^2$ .

Возможные значения энергии электрона можно изобразить схематически в виде двух заштрихованных областей, находящихся на расстоянии  $2m_e c^2$  друг от друга (рис. 20). Из анализа следовало, что оба решения совер-

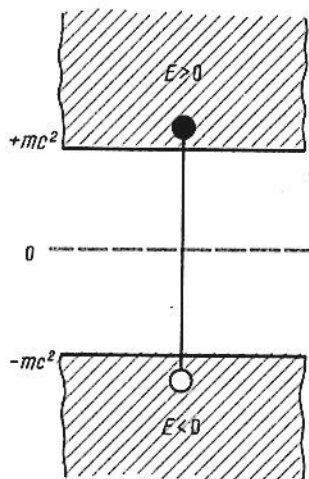


Рис. 20

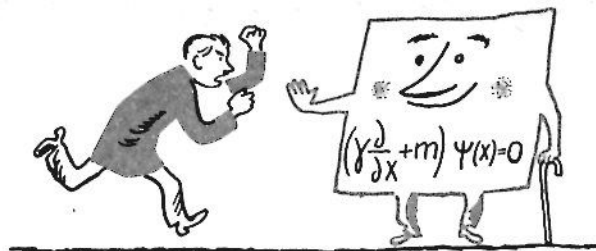


Рис. 21

шенно *равноправны*, т.е. электрон может находиться не только в верхней области рисунка, где  $E > 0$ , но и в нижней, где  $E < 0$ ; он также может переходить из одной области в другую.

Конечно, Дирак прекрасно понимал, что результат, который у него получился, выглядит по меньшей мере странно. Ведь частица с отрицательной полной энергией — это частица с отрицательной массой (вы помните, что  $m = E/c^2$ ). А согласно классической механике (второй закон Ньютона), частица с отрицательной массой должна двигаться *против* действующей на нее силы (так как векторы ускорения и силы будут иметь разные знаки, т.е. будут направлены в противоположные стороны).

Представьте, какая бы у нас с вами была интересная жизнь, если бы это предсказание было верным? Вертолеты, самолеты и космические корабли взлетали бы вверх сами собой с ускорением  $g$ . Ходить по Земле было бы так же трудно, как сейчас по потолку. Атмосфера и все незакрепленные предметы (например, вода в океанах, озерах и реках) улетели бы в космическое пространство; да и сама Земля полетела бы прочь от Солнца, как футбольный мяч после сильного удара, и летела бы до тех пор, пока *притяжение* другой звезды не *оттолкнуло* бы ее в другую сторону... Но подарим эту тему для детальной разработки нашим фантастам (кажется, она еще не была ими использована) и вернемся к электрону.

Дирак понимал все эти трудности и поднял руку на свое уравнение, чтобы изгнать из него решение с отрицательной энергией и массой (рис. 21). Вероятно, у него в это время было примерно такое же настроение, как у Тараса Бульбы, когда он встретил своего сына-предателя: "Я тебя породил, я тебя и убью!". Но расправиться с уравнением оказалось не так-то просто, потому что оно было правильное и приводило к *правильным следствиям*, проверенным на опыте (вспомните спин и магнитный момент электрона). Вывод же относительно существования частиц с отрицательными энергией и массой был тоже одним из следствий этого *правильного уравнения*. И все-таки выход был найден! Дираку пришлось примириться с существованием отрицательных решений, однако эти решения удалось иначе интерпретировать.



Давайте вместе с Дираком предположим, что состояния с отрицательной энергией и массой действительно существуют, но, поскольку им соответствуют минимальные значения энергии, они *полностью* заполнены электронами, так что образуется *сплошной ненаблюдаемый* фон необычных ( $m < 0$ ) электронов\*. Предположим далее, что мы сообщили (например, с помощью  $\gamma$ -кванта) одному из необычных электронов энергию  $E > 2m_0c^2$ , достаточную для перемещения электрона из области  $E < 0$  в область  $E > 0$  (см. рис. 20). Такая операция разрешается уравнением. Тогда в верхней области появится еще один обыкновенный ( $E > 0, m > 0$ ) электрон, а из нижней исчезнет один необычный ( $E < 0, m < 0$ ) электрон, т.е. там возникнет "дырка" в сплошном фоне. Легко сообразить, что дырка будет обладать свойствами обычной ( $m > 0$ ) частицы с массой, равной массе электрона, но с противоположным ему электрическим зарядом. Действительно, как движется дырка? Обязательно навстречу необычному электрону, так как она может "занять место электрона" только после того, как он сам займет место дырки. Это так же, как при игре в шашки: когда шашка (необычный электрон) передвигается вперед на свободную клетку (дырка), то свободная клетка оказывается сзади шашки, т.е. она как бы передвигается ей *навстречу*. Но это означает, что дырка движется не против силы (как необычный электрон), а *по силе*, т.е. она ведет себя как нормальная частица с положительной массой. Естественно, что масса дырки в точности равна массе электрона и она имеет противоположный по знаку и равный по значению электрический заряд ( $+e$ ). В самом деле, если из ненаблюдаемого фона отрицательно заряженных электронов с отрицательными массами извлечь один электрон, то в фоне *не будет хватать* одного отрицательного электрического заряда и одной отрицательной массы электрона. В результате этого фон перестанет быть ненаблюдаемым и обнаружит себя как частица с *положительной* массой, равной массе электрона, и единичным *положительным* электрическим зарядом.

Так был предсказан *позитрон*, а в 1932 г. он был открыт экспериментально в составе космического излучения. Его след был обнаружен на одной из фотографий, сделанных с помощью камеры Вильсона в магнитном поле.

Открытие позитрона блестяще подтвердило правильность квантовомеханического уравнения Дирака. Одновременно его можно рассматривать как подтверждение принципа Паули, который был использован в рассуждениях Дирака. Однако и это не все!

\* Предположение о полном заполнении уровней энергии опирается на упомянутый в § 15 принцип Паули. Если бы в каждое состояние можно было поместить не один, а сколько угодно электронов, то заполнение уровней оказалось бы невозможным.

Последующие измерения параметров позитрона показали, что он действительно имеет массу, тождественно равную массе электрона, у него противоположный электрону электрический заряд ( $+e$ ), тот же спин ( $1/2$ ) и противоположный магнитный момент, он стабилен, т.е. живет в вакууме бесконечно долго.

Обратите внимание на следующее важное обстоятельство. Рождение *отрицательно* заряженного электрона и *положительно* заряженного позитрона происходит под действием электрически *нейтрального*  $\gamma$ -кванта. Этот результат представляется вполне естественным с точки зрения закона сохранения электрического заряда (см. § 20). Суммарный электрический заряд системы остается неизменным.

Это очень распространенный закон. Другим примером его использования является ионизация нейтрального атома водорода. Если от атома водорода также с помощью  $\gamma$ -кванта, но меньшей энергии, оторвать электрон, то получатся две различные частицы с разными по знаку, но одинаковыми по значению электрическими зарядами: положительно заряженный протон и отрицательно заряженный электрон. Оба процесса удовлетворяют закону сохранения электрического заряда. (На этом основании Дирак одно время даже отождествлял дырку с протоном.) Но процесс первого типа (рождение двух частиц за счет энергии  $\gamma$ -кванта) возможен для электрон-позитронной пары и невозможен для электрон-протонной пары. Значит, дело заключается не только в электрических, но и в каких-то других зарядах, которые равны нулю для  $\gamma$ -кванта, равны и противоположны по знаку у электрона и позитрона, но не у электрона и протона. По аналогичной причине не наблюдается совместного рождения электрона и положительного мюона, хотя их суммарный электрический заряд также равен нулю.

Две частицы, имеющие тождественные массу, время жизни и спин, но противоположные электрический заряд, магнитный момент и некоторые другие заряды, о которых мы будем говорить позже (см. § 20, п. 4), называют *частицей* и *античастицей* по отношению друг к другу. Электрон и позитрон являются примером частицы и античастицы.

На примере рассуждения с дыркой мы видели, что частицы и античастицы рождаются вместе, парами. Нетрудно убедиться, что погибают они тоже вместе. Обратимся снова к рис. 20 и рассмотрим процесс перехода одного электрона из области  $E > 0$  на свободное место (в дырку) в области  $E < 0$ . В этом процессе одновременно исчезают в верхней области электрон, а в нижней дырка, т.е. позитрон. Но зато при этом освобождается энергия

$$\Delta E = E_1 - E_2 \geq 2m_0c^2, \quad (62)$$

которая реализуется в виде энергии излучения двух  $\gamma$ -квантов. Описанный процесс превращения электрона и позитрона в два



$\gamma$ -кванта той же суммарной энергии называется *аннигиляцией*. В переводе слово "аннигиляция" означает "уничтожение", но нужно понимать, что никакого *уничтожения материи и энергии* в этом процессе *не происходит*, так как энергия покоя электрона и позитрона *превращается* в энергию излучения двух  $\gamma$ -квантов. *Материальные* частицы превращаются в *материальное* электромагнитное поле.

Если от схемы перейти к физической реальности, то следует иметь в виду, что аннигиляция может происходить только тогда, когда электрон и позитрон оказываются в одном и том же месте пространства. Можно было бы думать, что из-за малых размеров частиц вероятность их встречи мала. Однако это неверно, потому что в нашем мире очень велика концентрация электронов. Любое вещество состоит из атомов, а все атомы содержат электроны, поэтому даже единственный позитрон, попав в плотную среду (не вакуум), неизбежно и быстро встретится с электроном и аннигилирует с ним.

Аннигиляция электрон-позитронных пар — отнюдь не редкое явление, потому что в нашем мире довольно много позитронов. Выше (см. § 12) мы видели, что позитроны образуются при распаде положительных мюонов, которых много в составе космического излучения, а также в пучках частиц, получаемых на ускорителях; позитроны образуются также при  $\beta^+$ -распаде искусственно-радиоактивных ядер. Наконец, позитроны можно получить, практически реализовав ту самую схему рассуждения, с которой мы начали разговор (см. рис. 20), т.е. получая с помощью  $\gamma$ -квантов высокой энергии электрон-позитронные пары. В настоящее время на этом пути в Советском Союзе и в некоторых других странах имеются очень большие достижения: физики научились не только получать позитроны, но и *накапливать* их и *ускорять* до высоких энергий. Об этой интереснейшей, но более практической стороне вопроса мы поговорим в § 37 и 40, а сейчас снова вернемся к принципиальным вопросам квантовой механики.

На примере предсказания и открытия позитрона было впервые показано, что природа симметрична относительно существования частиц и античастиц. Впоследствии это положение было сформулировано в общем виде как *принцип зарядового сопряжения*. Согласно этому принципу, каждой частице соответствует античастица с тождественными массой, спином и временем жизни и противоположными зарядами. При встрече частицы с античастицей они аннигилируют, в результате чего их энергия покоя преобразуется в другую форму энергии. Есть античастицы и у протона и нейтрона. Они называются *антипротоном* и *антинейтроном*. В настоящее время обе эти античастицы научились получать на ускорителях. Наблюдали для них и процесс аннигиляции. Он действительно сопровождается превращением всей энергии покоя нуклона и антинуклона ( $2m_{NC}c^2$ ) в другую форму энергии. Дальнейшие

подробности о свойствах антинуклонов и других античастиц опять-таки выходят за рамки этой главы. Поэтому мы отсылаем вас к § 40, а сейчас продолжим разговор о достижениях квантовой механики.

#### 4. ПРОБЛЕМА ЯДЕРНЫХ СИЛ

*А теперь сыграем в бильярд. — Перезарядка нуклонов. — Предсказание мезонов. — Частица из "ничего". — Виртуальные и реальные частицы. — Ядерное время.*

В гл. 1 мы говорили, что нуклоны внутри ядра удерживаются ядерными силами притяжения, которые по своей интенсивности в добрую сотню раз превосходят электромагнитные силы, хотя те, в свою очередь, колоссальны. Ядерные силы действуют на очень малых расстояниях (порядка  $10^{-13}$  см) между несколькими (не всеми) нуклонами ядра, т.е. обладают свойством насыщения, сходным с валентностью химических сил. Переносчиками ядерных сил являются  $\pi$ -мезоны. Вот на этом последнем и важнейшем свойстве ядерных сил и на той роли, которую сыграла квантовая механика в его обнаружении, мы и хотим сейчас остановиться.

Основные сведения о свойствах ядерных сил были получены в результате изучения взаимодействия двух нуклонов, в частности рассеяния нейтрона на протоне и протона на протоне при низких и высоких энергиях. Расскажем здесь идею только одного эксперимента такого рода — рассеяние нейтронов высокой энергии (100 — 200 МэВ) на протонах.

Те из вас, кто когда-либо играл в бильярд, хорошо знают законы соударения упругих шаров. При лобовом (центральной) соударении летевший шар останавливается, а стоявший летит вперед (рис. 22). При нецентральной ударе шары разлетаются в разные стороны и притом так, что угол между направлениями их разлета составляет  $90^\circ$  (рис. 23). Область возможных отклонений от первоначального направления для обоих шаров заключена в пределах  $0 - 90^\circ$ .

Нейтрон и протон имеют приблизительно одинаковые массы, поэтому их соударение при низких энергиях происходит примерно так же, как и у бильярдных шаров. При высоких энергиях расчеты несколько осложняются из-за необходимости использования релятивистской механики и результаты получаются не такими



Рис. 22

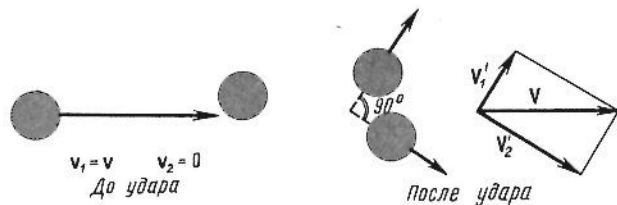


Рис. 23

простыми, как при низких энергиях. Тем не менее до измерений было ясно, что *вперед* должно лететь значительно больше нейтронов, чем протонов.

Это связано с тем, что даже очень интенсивные ядерные силы не могут отклонить быстрый нейтрон на большой угол от первоначального направления. Между тем опыт показал, что в направлении первичного пучка летят как нейтроны, так и протоны, и примерно в одинаковых количествах. Объяснить этот странный результат можно было, только предположив, что в процессе ядерного взаимодействия нейтрон и протон как бы обмениваются электрическими зарядами, после чего нейтрон летит в качестве протона, а протон — в качестве нейтрона. Описанное явление называют рассеянием нуклонов с *перезарядкой*, а ядерные силы, ответственные за перезарядку, называют *обменными*. Если такой обмен происходит для *каждой* пары взаимодействующих нуклонов, то вперед должны лететь преимущественно протоны, если же обмен происходит только в половине случаев, то вперед будут лететь как протоны, так и нейтроны (и притом примерно в одинаковых количествах).

Возникает вопрос: в чем заключается механизм обмена зарядом? Впервые идея этого механизма была сформулирована советским физиком И.Е. Таммом, который предположил, что в процессе ядерного взаимодействия нуклоны испускают и поглощают заряженные частицы. Из легких заряженных частиц в то время (1934 г.) были известны только электроны и позитроны, поэтому естественно, что выбор пал на них. По предположению Тамма, нейтрон в процессе ядерного взаимодействия с протоном испускает электрон, превращаясь в протон, а протон, поглотивший электрон, становится нейтроном. Однако сам же Тамм показал, что электроны слишком *легки* для того, чтобы с их помощью можно было одновременно объяснить два основных свойства ядерных сил: короткодействие и большую интенсивность. А других, более подходящих, частиц не было.

Следующий шаг был сделан в 1935 г. японским физиком Юкавой, который показал, какова должна быть масса у подходящей частицы, т.е. фактически предсказал существование в природе заряженных частиц тяжелее электрона. Эти предполагаемые частицы

были названы *мезонами* (от греческого слова "мезо" — средний, промежуточный), что подчеркивает промежуточное значение их массы по сравнению с массами электронов и протонов.

Рассуждения Юкавы пояснить при помощи соотношения неопределенностей (57), рассмотренного в § 16. Согласно этому соотношению, на короткое время  $\Delta t$  энергия системы может измениться на величину  $\Delta E \approx \hbar/\Delta t$ . Если время очень мало, то  $\Delta E$  может быть достаточно большим. Выберем это время таким, чтобы частица, движущаяся со скоростью порядка скорости света  $c$ , успевала пролететь за него расстояние, равное радиусу действия ядерных сил  $a \approx (1 \div 2) 10^{-15}$  м:

$$\Delta t = a/c = (1 \div 2) 10^{-15} / 3 \cdot 10^8 \approx 0,5 \cdot 10^{-23} \text{ с.} \quad (63)$$

Время  $\tau \approx 10^{-23}$  с называют *ядерным временем*.

Подставив  $\Delta t = 0,5 \cdot 10^{-23}$  с в соотношение неопределенностей, получим

$$\Delta E = \hbar/\Delta t = 1,05 \cdot 10^{-34} / 0,5 \cdot 10^{-23} \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ Дж} \approx \approx 150 \text{ МэВ.} \quad (64)$$

Так как энергии  $\Delta E = 150$  МэВ соответствует масса  $M = \Delta E/c^2 \approx \approx 300 m_e$ , полученный результат можно интерпретировать как возникновение на короткое время  $0,5 \cdot 10^{-23}$  с частицы массой  $300 m_e$ , которая за время своего кратчайшего существования только-только успевает пролететь расстояние между двумя взаимодействующими нуклонами  $(1 - 2) 10^{-13}$  см.

Итак, согласно этой идее, ядерное взаимодействие двух нуклонов, находящихся на расстоянии, равном радиусу действия ядерных сил, заключается в том, что один нуклон испускает частицу массой  $m \approx 300 m_e$ , а другой поглощает ее через ядерное время  $\tau \approx 0,5 \cdot 10^{-23}$  с. Частицы, которые существуют в районе действия ядерных сил в течение ядерного времени, называют *виртуальными*. Виртуальные частицы нельзя представлять себе существующими вне области ядерного взаимодействия, отдельно от нуклонов. Для того чтобы виртуальная частица могла превратиться в реальную, т.е. такую, которая способна отделиться от своих "родителей"-нуклонов и вести самостоятельный образ жизни за пределами "семейного очага" (области ядерного взаимодействия), нуклоны должны обладать большим запасом кинетической энергии, часть которой при их столкновении может преобразоваться в массу покоя мезона. Забегая вперед (см. § 20, п. 2), заметим, что при кинетической энергии нуклона около 300 МэВ его столкновение с неподвижным нуклоном действительно приводит к образованию *реального*  $\pi$ -мезона ( $m_\pi = 273 m_e$ ), который улетает после своего рождения за пределы области взаимодействия. При этом на самый процесс образования  $\pi$ -мезона уходит около половины

Отыщи всему начало, и ты многое поймешь.

К. Прутков

## § 19. ЧЕТЫРЕ ТИПА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

кинетической энергии, а другая половина идет на движение нуклонов и образовавшегося  $\pi$ -мезона после взаимодействия (необходимость движения вытекает из закона сохранения количества движения). А если каждый из нуклонов имеет кинетическую энергию около 150 МэВ и они летят друг другу навстречу, то при их соударении может образоваться даже два  $\pi$ -мезона (так как в этом случае нуклоны и образовавшиеся  $\pi$ -мезоны после соударения в соответствии с тем же законом могут находиться в состоянии покоя).

Заметим, что эта идея *встречных пучков* в настоящее время реализована для различных частиц и античастиц. В ряде стран построены и работают (или строятся) ускорители с встречными протон-протонными, электрон-электронными, электрон-позитронными и протон-антипротонными пучками. Прочтя § 37, п. 6, вы узнаете, что такие ускорители обладают очень высокой эквивалентной энергией по сравнению с обычными ускорителями с неподвижной мишенью. В последние годы на ускорителях со встречными пучками сделано немало открытий и проведено много важных ядерно-физических исследований, в том числе имеющих непосредственное отношение к проблеме ядерных сил. Не менее значительные результаты были получены и на обычных ускорителях с неподвижной мишенью (см. § 35, п. 3).

Подробнее о свойствах ядерных сил вы можете узнать из § 19, п. 3.

Несмотря на большое разнообразие различных явлений, по современным представлениям в природе существует только четыре вида взаимодействия: *гравитационное, слабое, электромагнитное и сильное*. Более того, наметилась тенденция к сокращению числа взаимодействий. В настоящее время создана *единая теория электрослабых взаимодействий*, в которой электромагнитное и слабое взаимодействия рассматриваются совместно. В этой теории было сделано много важнейших предсказаний, которые впоследствии блестяще подтвердились на эксперименте. В частности, единая теория предсказала существование трех квантов слабого взаимодействия —  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозонов массой 80 и 90 ГэВ соответственно, и в 1982 — 1983 гг. эти частицы были открыты.

Предпринимаются также попытки построения так называемого *великого объединения*, т.е. теории, объединяющей три наиболее существенных в микромире взаимодействия: сильного, электромагнитного и слабого. На этом пути тоже наметились некоторые успехи. Однако рассмотрение всех этих вопросов далеко выходит за рамки данной книги. Кроме того, в своих экспериментально наблюдаемых проявлениях перечисленные выше четыре взаимодействия настолько различны, что их вполне уместно рассматривать отдельно.

### 1. ГРАВИТАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

*Когда чувства обманывают. — Общая теория относительности Эйнштейна. — Тяготение и движение. — Какие сияйки лучше? — Тяжелая и инертная массы. — Принцип эквивалентности. — Читатель на карусели. — Есть ли масса у света?*

Больше всего вы знакомы с гравитационным взаимодействием, так как с ним приходится сталкиваться на каждом шагу. Последнее выражение можно понимать не только фигурально, но и буквально: даже сам процесс ходьбы был бы невозможен без гравитационного взаимодействия (и трения). Вся практическая деятельность человека на Земле связана либо с использованием, либо с преодолением земного тяготения. Гравитационное взаимодействие Солнца и Земли удерживает Землю на орбите вокруг Солнца, которое питает ее теплом и поддерживает на ней жизнь.



Постоянно сталкиваясь с проявлением гравитации в обыденной земной жизни, мы привыкли считать, что гравитация — это очень сильное взаимодействие. Действительно, вы прекрасно знаете, как трудно было человеку оторваться от Земли, чтобы взлететь в космос. Да что там космос! Попробуйте подпрыгнуть выше 2 м. Если вы не спортсмен, то, скорее всего, такая попытка закончится полным разочарованием или даже болезненным ушибом. А как трудно поднимать и тащить тяжелые предметы! Словом, из всей нашей практики создается впечатление о большой силе гравитационного взаимодействия. Однако на самом деле все эти сильные эффекты обязаны незаконной (с точки зрения науки) постановке опыта. Физики в таких случаях говорят, что опыт был недостаточен чистым. Ведь во всех перечисленных случаях мы рассматриваем взаимодействие разных предметов (космический корабль, спортсмен, груз) с одним и тем же громадным телом огромной массы — Землей — и притом на минимальном расстоянии от нее. А как известно, сила гравитационного взаимодействия прямо пропорциональна произведению масс взаимодействующих тел и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Так что величина рассмотренных эффектов характеризует не интенсивность гравитационного взаимодействия как такового, а притяжение различных предметов массивной Землей, расположенной вблизи от них.

Чистый опыт, как вы, может быть, еще не успели забыть, был поставлен в 1798 г. Кавендишем, который специальными измерениями установил, что сила, действующая между двумя материальными телами массой по 1 г каждое, находящимися на расстоянии 1 см друг от друга, равна  $6,67 \cdot 10^{-8}$  дин =  $6,67 \cdot 10^{-13}$  Н. Эта сила определяет константу  $\gamma$ , входящую в выражение для гравитационной силы  $F_{гр}$ , действующей между двумя телами массой  $m_1$  и  $m_2$ , которые находятся на расстоянии  $r$ :

$$F_{гр} = \gamma m_1 m_2 / r^2, \quad (65)$$

где  $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 / (\text{г} \cdot \text{с}^2) = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 / (\text{кг} \cdot \text{с}^2)$ .

Как мы вскоре увидим, константа  $\gamma$  настолько мала по сравнению с константами других взаимодействий, что в ядерной физике с гравитационным взаимодействием, как правило, не считаются. Все остальные взаимодействия несравненно сильнее гравитационного. Даже такое взаимодействие, которое ввиду его исключительной слабости так и было названо *слабым*, в  $10^{26}$ , т.е. в миллиарды миллиардов миллиардов, раз сильнее гравитационного. Только после того как в 1958 г. был открыт эффект Мёссбауэра (см. § 36, п.2), позволяющий очень точно определять энергию, было измерено в лабораторных условиях гравитационное смещение частоты фотонов, предсказываемое в общей теории относительности (см. § 20, п.1). Раньше это явление можно было заметить только как

астрономический эффект (красное смещение лучей света в спектрах массивных звезд).

Общая теория относительности, развитая Эйнштейном в 1911 — 1916 гг., описывает гравитацию как некий эквивалент движения с ускорением. Что между этими двумя явлениями много общего, вы прекрасно знаете из жизненного опыта: "перегрузки", которые вы испытываете при длительном (несколько секунд) плавном набирании скорости поездом метро (или электричкой), эквивалентны появлению на это время небольшого горизонтального поля тяготения, а ушибы, которые вы, возможно, получали при резком торможении поезда, аналогичны синякам, полученным во время падения. И уж, конечно, в наш век реактивных полетов нет необходимости подробно писать о том, что эквивалентность сил тяготения и перегрузок, возникающих при движении с ускорением, хорошо известна нашим летчикам и космонавтам, а по их рассказам — и всем остальным. Но этим, так сказать, бытовым сходством между тяготением и движением с ускорением дело не ограничивается.

Кроме качественной между ними имеется также количественная эквивалентность.

Из школьного курса физики вы знаете, что масса любого тела проявляется в двух совершенно *разнородных* явлениях, в связи с чем ее даже по-разному называют. С одной стороны, масса тела проявляется в гравитационных явлениях, описываемых законом всемирного тяготения

$$F_{гр} = \gamma m_1^{гP} m_2^{гP} / r^2, \quad (66)$$

окончательно сформулированным Ньютоном в 1687 г. В соответствии с этим законом сила гравитационного взаимодействия пропорциональна произведению *гравитационных* ("тяжелых") масс  $m_1^{гP}$  и  $m_2^{гP}$ . Закон всемирного тяготения носит универсальный характер. Под  $m_1^{гP}$  и  $m_2^{гP}$  можно понимать любые массы, начиная от масс элементарных частиц и кончая массами планет, Солнца и сверхтяжелых звезд. Если в качестве одной из масс взять нашу Землю, то уравнение (66) переписывается в форме

$$F_{гр} = \gamma m_{Зем}^{гP} m^{гP} / (R + h)^2, \quad (67)$$

где  $R$  — радиус Земли;  $h$  — расстояние от ее поверхности. Уравнение (67) позволяет сравнивать гравитационные массы разных тел по силе их притяжения Землей, т.е. по их весу  $P^*$ :

$$m_1^{гP} / m_2^{гP} = F_1^{гP} / F_2^{гP} = P_1 / P_2. \quad (68)$$

\*Чтобы исключить влияние несферичности и вращения Земли, взвешивание должно производиться в одном и том же месте.



С другой стороны, в соответствии с уравнениями механики тело с инертной массой  $m_{ин}$  под действием силы  $F$  приобретает ускорение

$$a = F / m_{ин} \quad (69)$$

В частности, под действием гравитационной силы  $F_{гр}$  тело должно приобрести ускорение

$$a = F_{гр} / m_{ин} \quad (70)$$

Заранее вовсе не очевидно, что масса  $m_{гр}$ , входящая в уравнение (67), пропорциональна (или равна) массе  $m_{ин}$ , входящей в уравнение (70). Предположим, что они не пропорциональны:

$$m_{гр} / m_{ин} \neq k$$

( $k = \text{const}$  — коэффициент). Тогда из уравнений (70) и (67) следует

$$a = \gamma m_{гр}^3 / (R+h)^2 m_{ин} \neq \text{const}, \quad (71)$$

т.е. ускорение разных тел в поле тяготения различно. При  $m_{гр} = m_{ин}$  (или даже  $m_{гр} = k m_{ин}$ ) получим

$$a = \gamma m_{гр}^3 k / (R+h)^2 = g = \text{const}, \quad (72)$$

т.е. ускорение любого тела в данном поле тяготения (и на данном расстоянии) одинаково.

Весь жизненный опыт человечества и все специально поставленные эксперименты указывают на то, что верно последнее. В этом убедился еще сам Ньютон, проделав опыты по определению периода колебаний маятников одинаковых размеров и форм, изготовленных из разных материалов.

В свое время в школе вы делали опыт по сравнению падения различных тел в вакуумированной трубке. В наши дни верность высказанного положения особенно наглядно следует из того, что все предметы внутри космического корабля, движущегося по орбите с выключенными двигателями, остаются в состоянии относительного покоя (если не считать случайных флуктуационных движений, вызванных, например, движением воздуха в кабине). А ведь предметы космического корабля одновременно участвуют в падении на Землю с ускорением  $g$ , когда проявляется гравитационная масса, и в движении по инерции, при котором проявляется инертная масса. Оба движения в точности компенсируют друг друга для всех предметов. Отсюда следует, что независимо от значения  $m$  всегда  $m_{гр} = k m_{ин}$ , где  $k = \text{const}$  (в частности, можно принять  $k = 1$ ).

Положение о  $m_{гр} = m_{ин}$  и о  $g = \text{const}$  приводит к эквивалентности тяготения и движения с ускорением. Действительно, система

(например, космический корабль или лифт), движущаяся с ускорением  $g$ , будет создавать в данном месте пространства точно такие же эффекты, что и поле тяготения. Все предметы, находящиеся в этой системе, так же как и тела в поле тяготения, имеют одинаковое по значению и направлению ускорение. Находясь внутри ускоренно движущейся системы, вы не сможете *никаким* способом отличить движение с ускорением от тяготения. Вот эта возможность эквивалентной замены тяготения движением с ускорением и называется *принципом эквивалентности* Эйнштейна.

Прочтя эти строки, вы можете сказать: но ведь все это было известно и до Эйнштейна! В какой-то мере да. Но, во-первых, Эйнштейн распространил принцип эквивалентности с механических явлений на *все* явления природы (включая, скажем, свет). Во-вторых, до Эйнштейна эквивалентность тяготения и движения с ускорением рассматривалась в молчаливом предположении о *мгновенном* распространении гравитационного взаимодействия. Задача Эйнштейна заключалась в том, чтобы сохранить это положение в условиях справедливости сформулированного им же *специального принципа относительности*, согласно которому ни один сигнал (в том числе и гравитационное взаимодействие) не может распространяться со скоростью, большей скорости света. Эта задача и была решена в общей теории относительности.

Выше при изложении результатов специальной (частной) теории относительности мы сознательно отказались от описания самой теории. Тем более не будем пытаться описывать общую теорию относительности, которая математически значительно сложнее, так как она опирается на криволинейную (неевклидову) геометрию\*. Ограничимся только простейшими пояснениями и замечаниями.

Представьте себе, что вы быстро вращаетесь на карусели. Тогда среди прочих ощущений вы обнаружите появление некоего добавочного усилия, заставляющего вас отклоняться в сторону от центра карусели. Понаблюдав за своими ощущениями при различной угловой скорости карусели  $\omega$  и на разных расстояниях вашего местоположения от ее центра, вы придете к выводу, что величина наблюдающегося усилия пропорциональна  $\omega^2 R = v^2 / R$ , т.е. центростремительному ускорению. Пусть теперь вращение происходит с такой угловой скоростью, что вы перемещаетесь относительно Земли со скоростью  $v = \omega R$ , близкой к скорости света. Тогда должны проявиться эффекты, рассмотренные нами при описании специальной теории относительности, например замед-

\* Примером неевклидовой геометрии является геометрия сферической поверхности, в которой сумма углов треугольника больше  $180^\circ$ . Разные варианты неевклидовой геометрии были развиты русским математиком Н.И. Лобачевским, немецким математиком Гауссом и венгерским математиком Больяи.

ление времени, сокращение размеров и т.п. Но так как сокращение размеров происходит в направлении движения и отсутствует в перпендикулярном направлении, то наша карусель должна деформироваться. В частности, для нее должно измениться отношение длины окружности к диаметру, которое перестанет равняться числу  $\pi$ . Пространство искривится. Время тоже "искривится"; так как оно будет различно на разных расстояниях от центра в пределах одной и той же системы отсчета (карусели). И все это произойдет, как мы установили вначале, из-за ускорения.

Представьте себе теперь, что наша карусель со всех сторон закрыта и что вращается она очень плавно, без толчков. Тогда, находясь внутри такой карусели, вы никаким опытом не сумеете установить причину испытываемого вами добавочного усилия. С равным успехом вы можете приписать его как вращению, так и дополнительному полю тяготения специальной конфигурации. Согласно принципу эквивалентности то же заключение касается и всех остальных упомянутых выше эффектов, вызванных быстрым вращением: замедление времени, сокращение размеров, нарушение евклидовой геометрии. Все эти эффекты должны наблюдаться при замене быстрого вращения подходящим полем тяготения.

Итак, подобно тому как в специальной теории относительности проявляется тесная взаимосвязь между пространством и временем, в общей теории относительности столь же тесно связанной с ними оказывается и масса. Благодаря действию массы пространство как бы искривляется. Траекторией свободно движущегося тела в общем случае является не прямая, а кривая, при движении по которой тело ускоряется, т.е. испытывает действие силы. Так как кривизна присуща пространству, ускорение не зависит от массы движущегося тела, а является характеристикой только места в пространстве (и, конечно, массы того тела, например Солнца или Земли, которое "деформирует" пространство).

Таким образом, в общей теории относительности механика Ньютона, оказывается, связана с его же законом всемирного тяготения гораздо теснее, чем об этом предполагал сам Ньютон.

Общая теория относительности приводит к нескольким следствиям, которые могут быть проверены экспериментально. Об одном из них — гравитационном смещении частоты фотонов — мы уже упоминали выше. Другое заключается в искривлении траектории светового луча при прохождении его вблизи от массивного тела. Оба эффекта связаны с тем, что, согласно Эйнштейну, движущиеся фотоны, в частности свет, обладают массой

$$m = E/c^2, \quad (73)$$

на которую действует гравитационное поле. В § 20, п. 1 мы расскажем о том, как проверили эту формулу в лабораторных условиях.

## 2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

*Сравнение с гравитационным. — Скрытое могущество. — Немного фантазии. — Время протекания электромагнитных процессов.*

Другое взаимодействие, с одним из видов которого вы тоже хорошо знакомы, — это электромагнитное взаимодействие. Из курса физики вы знаете, что два электрических заряда  $q_1$  и  $q_2$ , находящихся на расстоянии  $r$ , притягиваются (если они разноименные) или отталкиваются (если одноименные) с силой, определяемой законом Кулона

$$F_{\text{эм}} = k q_1 q_2 / r^2. \quad (74)$$

При измерении  $F_{\text{эм}}$  — в динах,  $q$  — в электростатических единицах количества электричества,  $r$  — в сантиметрах коэффициент  $k = 1$ . В СИ  $k = 1/4 \pi \epsilon_0$ .

Этот закон взаимодействия электрических зарядов очень похож на закон гравитационного взаимодействия: там пропорциональность произведению масс, здесь — произведению зарядов, и там и здесь — обратная пропорциональность квадрату расстояния между взаимодействующими объектами. Оба взаимодействия относятся к числу *дальнодействующих*. Они проявляются на любом сколь угодно большом расстоянии. Однако эти взаимодействия очень сильно различаются по своей интенсивности.

Сравним, например, силу гравитационного притяжения  $F_{\text{гр}}$  двух протонов, находящихся на расстоянии  $2 \cdot 10^{-13}$  см (среднее расстояние между нуклонами в атомном ядре), с силой их электростатического отталкивания  $F_{\text{эл}}$ :

$$\left. \begin{aligned} F_{\text{гр}} &= \gamma \frac{m_p^2}{r^2} \approx 5 \cdot 10^{-30} \text{ дин} = 5 \cdot 10^{-35} \text{ Н}; \\ F_{\text{эл}} &= k \frac{(q_p)^2}{r^2} = 6 \cdot 10^6 \text{ дин} = 60 \text{ Н}. \end{aligned} \right\} \quad (75)$$

Вы видите, что электростатическое взаимодействие двух протонов примерно в  $10^{36}$  раз сильнее, чем их гравитационное взаимодействие, причем это соотношение справедливо при любом расстоянии между протонами, так как в обе формулы  $r$  входит в одинаковой степени.

Если бы мы для сравнения взяли не два протона, а протон с электроном (или два электрона), то в этом случае различие возросло бы еще примерно в 2000 (4 000 000) раз.

Спрашивается, почему же, сталкиваясь с электростатическим взаимодействием в жизни, мы не замечаем этой его огромной силы; наоборот, у нас складывается впечатление, что электростатическое взаимодействие гораздо слабее гравитационного?

Здесь действуют две причины. Об одной мы уже говорили выше. Она заключается в том, что мы наблюдаем гравитационные эффекты, силу которых определяет не только масса данного тела, но и вся огромная масса притягивающей его Земли. Другая причина заключается в том, что в гравитационном взаимодействии двух тел всегда участвуют *все* атомы этих тел, т.е. все протоны, все нейтроны, все электроны, из которых атомы состоят. Между тем в повседневной жизни мы никогда не видим полного проявления электростатических сил. В макроскопическом куске вещества почти все положительные и отрицательные электрические заряды компенсируют друг друга, так как они связаны между собой в электрически нейтральные системы — атомы. Наблюдавшийся вами на опыте в школе слабый эффект взаимодействия наэлектризованных при трении предметов обусловлен лишь ничтожным избытком (или недостатком) одноименного заряда по сравнению с общим количеством связанных зарядов в этих предметах. Эти небольшие избытки зарядов и воздействуют на *весь* кусок вещества, например сообщают ему ускорение. Ясно, что из-за большой массы нейтральных атомов с взаимно компенсированными зарядами ускорение макротела будет невелико. Только в микромире, где каждый заряд “работает исключительно на себя” (т.е. на массу той элементарной частицы, с которой он связан), эти силы проявляются в полной мере. Любопытно, что если бы окружающие нас предметы состояли не из нейтральных атомов, а хотя бы из однозарядных ионов\*, то электростатическое взаимодействие между ними было бы чрезвычайно велико. При этом достаточно “превратить” в ионы совсем небольшую долю атомов.

Например, из выражения (75) видно, что между двумя макротелами будет существовать электромагнитное взаимодействие, сила которого равна гравитационной, если в них ионизовать всего  $1/10^{18}$  часть атомов. В среднем в  $1 \text{ см}^3$  любого твердого вещества содержится около  $5 \cdot 10^{22}$  атомов. Из них надо ионизовать всего 50 000. Это количество содержится в кубике с ребром 0,01 мкм. Даже если распределить все ионы в одном атомном слое (толщиной  $10^{-8}$  см), то и тогда площадь участка слоя, занятого ионами, составит всего  $10^{-10} \text{ см}^2 = 0,01 \text{ мкм}^2$ , т.е. будет изображаться квадратом со стороной 0,1 мкм. И вот такое мизерное количество ионов может полностью компенсировать гравитацию! Любителям пофантазировать мы предлагаем использовать эту идею в качестве “научной” базы для научно-фантастического произведения, в котором может быть все: от летающих та-

\*Однозарядным ионом называется атом, в котором не хватает одного электрона (положительный ион) или в котором имеется один лишний электрон (отрицательный ион). Атом без двух (с двумя лишними) электронов называется двузарядным положительным (отрицательным) ионом и т.п.

релок и электрических пистолетов до плавающих городов наподобие магнитного острова Свифта. Только не рассматривайте пожалуйста, потом эти фантазии в качестве изобретений, так как они неосуществимы (подумайте, почему?).

Мы упомянули лишь одно проявление электромагнитного взаимодействия — электростатическое притяжение (или отталкивание) электрических зарядов по закону Кулона. Кроме того, физикам известно еще много других видов электромагнитного взаимодействия некоторых материалов, первопричиной которого являются электрические и магнитные свойства элементарных частиц, испускание атомом света и рентгеновского излучения,  $\gamma$ -излучение ядер, фотоэффект. С другими вы познакомились (или познакомитесь) в этой книге. Это ионизационное торможение заряженных частиц, при котором энергия частицы тратится на возбуждение и ионизацию атомов среды (см. § 3), тормозное и синхротронное излучение заряженных частиц, при котором энергия частицы тратится на излучение (см. § 37, п. 4), образование электрон-позитронных пар под действием  $\gamma$ -квантов и обратный процесс аннигиляции электрона и позитрона с образованием двух  $\gamma$ -квантов (см. § 18, п. 3), эффект Вавилова — Черенкова (см. § 13) и некоторые другие.

Наконец, мы не останавливаемся здесь на таких важных силах, как химические, упругие и силы трения, которые тоже имеют электромагнитную природу.

Из всех видов взаимодействий электромагнитное взаимодействие наиболее хорошо изучено теоретически. Согласно квантовой электродинамике, любой электрический заряд окружен электромагнитным полем, с которым он взаимодействует. В результате этого взаимодействия возникают (или поглощаются) фотоны. Так, в атоме нет фотонов в готовом виде, они возникают в самый момент их испускания.

Фотоны являются квантами (переносчиками) электромагнитного взаимодействия. Кроме фотона из известных нам частиц в электромагнитном взаимодействии участвуют все заряженные частицы,  $\pi^0$ -мезон (распадающийся на два  $\gamma$ -кванта энергией по 70 МэВ каждый) и нейтрон, у которого нет заряда, но есть магнитный момент.

Только нейтрино и антинейтрино не участвуют в электромагнитном взаимодействии.

Характерное время для электромагнитного процесса  $\tau_{эм} \approx 10^{-20}$  с. Оно во столько же раз больше введенного выше ядерного времени  $\tau_{яд} \approx 10^{-23}$  с, во сколько ядерное взаимодействие сильнее электромагнитного.

Заметим, что  $\tau_{эм} \approx 10^{-20}$  с — наименьшее время протекания электромагнитного процесса, которое наблюдается при особо благоприятных условиях. В других случаях  $\tau_{эм}$  может быть значительно больше (см., например, § 5).



### 3. СИЛЬНОЕ (ЯДЕРНОЕ) ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Самые интенсивные силы. — Насыщение. — Спиновая зависимость. — Нецентральный характер. — Зарядовая симметрия и зарядовая независимость. — Обменный характер. — Кванты ядерного взаимодействия.

Третий вид взаимодействия, который мы рассмотрим, называется сильным. Его частным случаем является ядерное взаимодействие (ядерные силы, которые обеспечивают связь между нуклонами в атомном ядре, в том числе между одноименно заряженными протонами). Перечислим основные свойства ядерных сил.

1. Ядерные силы — это *силы притяжения*, так как они удерживают нуклоны внутри ядра (при очень тесном сближении нуклонов ядерные силы между ними имеют характер отталкивания).

2. Ядерные силы — это не электрические силы, так как они действуют не только между заряженными протонами, но и между не имеющими зарядов нейтронами, и не гравитационные, которые слишком малы для объяснения ядерных эффектов.

3. Область действия ядерных сил ничтожно мала. Радиус их действия  $a \approx (1 \div 2) 10^{-13}$  см. При больших расстояниях между частицами ядерное взаимодействие не проявляется. Силы, интенсивность которых быстро ослабевает с расстоянием (например, по закону  $e^{-\alpha r}/r$ , где  $e \approx 2,72$ ), называются короткодействующими. Ядерные силы в отличие от гравитационных и электромагнитных сил относятся к *короткодействующим* силам. Короткодействующий характер ядерных сил следует из малых размеров ядер ( $< 10^{-12}$  см) и из того, что при сближении двух ядер (например, двух протонов, которые являются ядрами атомов водорода) до расстояний порядка  $10^{-12}$  см действуют только электромагнитные силы, и лишь на расстояниях порядка  $10^{-13}$  см над кулоновским отталкиванием протонов начинает преобладать их ядерное притяжение.

4. Ядерные силы (в той области, где они действуют) очень интенсивные. Их интенсивность значительно больше интенсивности электромагнитных сил, так как ядерные силы удерживают внутри ядра одноименно заряженные протоны, отталкивающиеся друг от друга с огромными электрическими силами. Оценки показывают, что ядерные силы в 100 — 1000 раз сильнее электромагнитных. Поэтому ядерное взаимодействие и называют *сильным*.

5. Соответственно (как уже было замечено) ядерное взаимодействие протекает за время, в 100 — 1000 раз меньше времени электромагнитного взаимодействия. Характерным временем для сильного (ядерного) взаимодействия является так называемое *ядерное время*  $\tau_{яд} \approx 10^{-23}$  с (подробнее о нем см. § 18, п. 4).

6. Изучение степени связанности нуклонов в разных ядрах (см. § 22) показывает, что ядерные силы обладают свойством

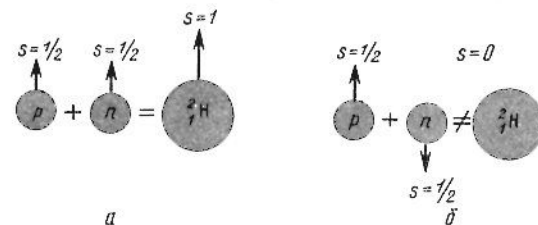


Рис. 24

насыщения, аналогичным валентности химических сил. В соответствии с этим свойством ядерных сил один и тот же нуклон взаимодействует не со всеми остальными нуклонами ядра, а только с несколькими соседними.

7. Ядерные силы зависят от *ориентации спина* (о спине см. § 20, п. 3). Оказывается, только при параллельных спинах нейтрон и протон могут образовать ядро — дейтрон (рис. 24, а). Если же спины у них антипараллельны, то интенсивность ядерного взаимодействия недостаточна для образования ядра (рис. 24, б).

8. Ядерные силы имеют *нецентральный* характер, т.е. интенсивность взаимодействия зависит от взаимного расположения нуклонов относительно направления их спина. Так, в ядре дейтрона ось нуклонов и их суммарный спин имеют одинаковое направление (рис. 25, а). При другом расположении частиц (рис. 25, б) взаимодействие оказывается слабее и дейтрон не образуется.

9. Важнейшим свойством ядерных сил является *зарядовая независимость*, т.е. тождественность трех типов ядерного взаимодействия:  $p-p$  (между двумя протонами),  $n-p$  (между нейтроном и протоном) и  $n-n$  (между двумя нейтронами). При этом предполагается, что все три случая рассматриваются в эквивалентных условиях (например, по ориентации спина) и что кулоновское отталкивание протонов в первом случае не учитывается. Это свойство ядерных сил было доказано сравнением результатов экспериментов (для третьего случая — косвенных) по изучению рассеяния одного нуклона на другом (подробнее см. § 20, п. 6).

10. Наконец, взаимодействие нейтрона с протоном обладает

еще одной замечательной особенностью: эти две частицы в процессе ядерного взаимодействия могут обмениваться своими электрическими зарядами (*обменный характер ядерных сил*), так что после взаимодействия нейтрон превращается в протон, а протон — в нейтрон. Квантовомеханический анализ этого свойства ядерных

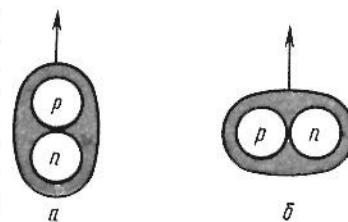


Рис. 25



сил (см. § 18, п 4) позволил установить механизм ядерного взаимодействия. Согласно современным представлениям, ядерное взаимодействие между нуклонами осуществляется при помощи  $\pi$ -мезонов, которые являются квантами ядерного взаимодействия (подобно тому как фотоны являются квантами электромагнитного поля).

В процессе ядерного взаимодействия один нуклон испускает  $\pi$ -мезон, а другой поглощает его.

Другими примерами сильного взаимодействия (помимо ядерного) являются многочисленные реакции между адронами (сильновзаимодействующими частицами), к числу которых относятся нуклоны,  $\pi$ -мезоны, странные частицы и резонансы (а также их античастицы). Из элементарных частиц в сильном взаимодействии не участвуют только фотон и лептоны (три разновидности нейтрино и антинейтрино, электрон, позитрон, мюоны,  $\tau$ -лептоны).

Теория сильного взаимодействия разработана в значительно меньшей степени, чем теория электромагнитного взаимодействия. И только в самые последние годы появились некоторые надежды на построение теории сильного взаимодействия в связи с удачными попытками систематизации адронов при помощи кварковой модели и развитием квантовой хромодинамики (см. § 41).

#### 4. СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

*Самые короткодействующие силы. — Характерное время. — Так ли уж оно слабо? — От девичьей ресницы до Солнца. — Кто как взаимодействует.*

Последний вид взаимодействия, который мы рассмотрим, называется *слабым*, так как его интенсивность чрезвычайно мала по сравнению с интенсивностью других взаимодействий (сильного и электромагнитного), рассматриваемых в ядерной физике. И только гравитационное взаимодействие во много-много раз слабее слабого взаимодействия.

Так же как и ядерные силы, силы слабого взаимодействия относятся к числу короткодействующих. Радиус действия этих сил даже во много раз меньше радиуса действия ядерных сил. В течение длительного времени его вообще считали равным нулю. Сейчас, после открытия квантов слабого взаимодействия —  $W^\pm$  - и  $Z^0$ -бозонов, массы которых соответственно равны около 80 и 90 ГэВ, радиус слабого взаимодействия оценивают равным  $r_{сл} \approx 2 \cdot 10^{-16}$  см, что более чем в 600 раз меньше радиуса сильного взаимодействия.

В отличие от всех предыдущих взаимодействий слабое взаимодействие, по-видимому, не приводит к образованию связанных состояний. Поэтому оно известно главным образом как *распадное* взаимодействие [см. также формулу (88)].

Примером слабого взаимодействия является упомянутый выше  $\beta$ -распад нейтрона, при котором нейтрон превращается в протон, электрон и электронное антинейтрино:

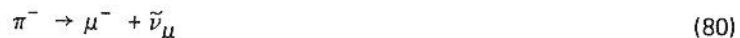


Впервые распад нейтрона был изучен экспериментально в 1950 г. одновременно в СССР, США и Канаде (в Советском Союзе П.Е. Спиваком и его сотрудниками). В результате измерений было установлено, что время жизни нейтрона равно около 15 мин. Это самое большое время жизни для метастабильной частицы, распадающейся за счет слабого взаимодействия. Для  $\beta$ -радиоактивных атомных ядер, также распадающихся за счет слабого взаимодействия, время жизни может достигать колоссальных значений ( $10^{10}$  лет).

В других случаях слабого распада время жизни частиц значительно меньше. Например, распад положительных мюонов по схемам



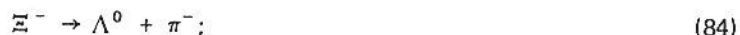
протекает за  $2,2 \cdot 10^{-6}$  с, распад  $\pi^\pm$ -мезонов по схемам



— за  $2,6 \cdot 10^{-8}$  с, распад  $K^+$ -мезонов по схемам

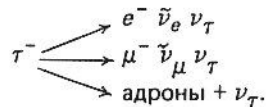


(и еще трем другим) — за  $1,23 \cdot 10^{-8}$  с. Распад всех гиперонов (за исключением  $\Sigma^0$ -гиперона, который распадается электромагнитным способом, т.е. быстро,  $\tau_{\Sigma^0} \approx 10^{-19}$  с) происходит за  $10^{-10}$  с:





Наконец, распад сравнительно недавно (1981 г.) открытого тяжелого  $\tau$ -лептона происходит за время  $\tau_\tau = 5 \cdot 10^{-13}$  с по схемам



Время  $\tau_\tau = 5 \cdot 10^{-13}$  с — самое короткое из измеренных до сих пор времен для процессов слабого распада.

Таким образом, диапазон изменения времени жизни частиц, распадающихся за счет слабого взаимодействия, очень широк (от 900 до  $10^{-12}$  с). Однако характерным временем для слабого взаимодействия считается нижняя граница этого диапазона  $\tau_{\text{сл}} \approx 10^{-12}$  с, поскольку тот факт, что время жизни отдельных частиц превышает это значение, объясняется дополнительными обстоятельствами (например, в случае  $\beta$ -распада нейтрона — очень маленькой энергией  $\beta$ -распада;  $m_n - m_p - m_e = 939,57 - 938,28 - 0,51 = 0,78$  МэВ).

Значение  $\tau_{\text{сл}} \approx 10^{-12}$  с столь же характерно для слабого взаимодействия, как  $\tau_{\text{яд}} \approx 10^{-23}$  с для сильного и  $\tau_{\text{эм}} \approx 10^{-20}$  с для электромагнитного. Так как  $\tau_{\text{сл}}$  в  $10^{11}$  больше  $\tau_{\text{яд}}$ , слабое взаимодействие в  $10^{11}$  менее интенсивно, чем сильное.

Теперь можно сопоставить по силе все четыре взаимодействия для протонов.

В разных местах этого параграфа мы получили, что электромагнитное взаимодействие в  $10^{36}$  раз сильнее гравитационного, сильное в  $10^3$  раз интенсивнее электромагнитного и в  $10^{11}$  раз интенсивнее слабого. Если принять интенсивность сильного взаимодействия за единицу, то интенсивность электромагнитного взаимодействия будет характеризоваться значением  $10^{-2} - 10^{-3}$ , слабого —  $10^{-11} - 10^{-12}$ , а гравитационного —  $10^{-39}$ . (Напомним, что сравнение производится при *одном и том же расстоянии* между взаимодействующими частицами, равном  $2 \cdot 10^{13}$  см.) Наглядной (но, конечно, условной) иллюстрацией этого различия является сравнение силы гравитационного взаимодействия с весом девичьей ресницы (естественной), слабого — с весом стокилометрового свинцового куба, электромагнитного — с "весом" всех планет Солнечной системы и, наконец, сильного — с "весом" самого Солнца. Из этого сопоставления видно, насколько гравитационное взаимодействие слабее всех остальных, даже сла-

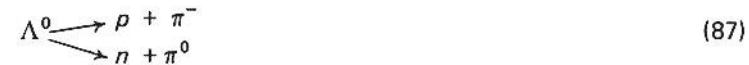
бейшего из них. Именно поэтому гравитационное взаимодействие обычно не учитывают в ядерной физике.

В остальных трех взаимодействиях различные частицы участвуют по-разному. Так, нейтрино может участвовать только в слабом взаимодействии, поэтому любой процесс с участием нейтрино — обязательно слабый, т.е. идет медленно. Наоборот, в сильном и электромагнитном взаимодействиях не может возникнуть или поглотиться нейтрино. Аналогично  $\gamma$ -квант может участвовать только в электромагнитном взаимодействии.

Ряд частиц может участвовать в двух взаимодействиях. Приведем три примера (по одному на каждую пару взаимодействий). Электрон может образоваться в слабом процессе  $\beta$ -распада и в электромагнитном процессе рождения электрон-позитронной пары  $\gamma$ -квантом.  $\pi^0$ -Мезон рождается в сильном процессе столкновения нуклонов, а распадается по схеме  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , т.е. электромагнитным способом. Наконец,  $\Lambda^0$ -гиперон рождается в сильном взаимодействии  $\pi$ -мезонов с протонами



а распадается по схеме



за время  $\tau \approx 10^{-10}$  с, т.е. слабым образом.

Многие частицы (протон, нейтрон,  $\pi$ -мезоны, ряд странных частиц) способны участвовать во всех трех взаимодействиях. В качестве примера такой частицы рассмотрим протон. Протон участвует в сильном и электромагнитном взаимодействиях, если он рассеивается на другом протоне в пределах области действия ядерных сил, и только в электромагнитном, если рассеяние происходит за пределами этой области. Примером слабого взаимодействия протона является процесс *обратного  $\beta$ -распада*, идущий по схеме



Этот процесс впервые наблюдали экспериментально в 1953 г. Рейнес и Коуэн, которые тем самым в прямом опыте доказали существование нейтрино (точнее, антинейтрино).

На примере с тремя типами взаимодействия протонов видно, что есть возможность выделить одно из них даже в области, где действуют два вида взаимодействия (сильное от электромагнитного отличается величиной и знаком).

Другим хорошим примером частицы, участвующей во всех видах взаимодействий, является нейтрон. Действительно, нейтрон испытывает сильное ядерное рассеяние на протоне; он взаи-

моделирует электромагнитным способом благодаря наличию магнитного момента; наконец, он распадается по схеме  $l \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$  слабым образом.

## § 20. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ

Очень важные сведения о процессах, происходящих с элементарными частицами, атомными ядрами и атомами, можно получить с помощью *законов сохранения*.

Еще из учебников физики для средней школы вы узнали, что для любой замкнутой (изолированной) системы можно указать несколько физических величин (например, энергию и импульс), численные значения которых не изменяются во времени, или, как принято говорить, *сохраняются*. В настоящем параграфе мы рассмотрим вопрос о сохранении этих и некоторых других физических величин применительно к задачам ядерной физики и физики элементарных частиц.

### 1. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ

*Однородность времени. — Еще раз об энергии и массе покоя. — Новый способ измерения энергии. — Неизменность полной энергии. — Драма с  $\beta$ -распадом. — Предсказание нейтрино. — Мысленный опыт с  $\gamma$ -квантом. — Неужели вечный двигатель? — Красное и синее смещение. — Когда мысленный опыт становится реальным.*

Известно, что энергия изолированной системы при любых преобразованиях этой системы не меняется. Энергия может переходить из одной формы в другую, но если учесть все формы энергии, в которых она существует в данный момент, и просуммировать их числовые выражения, то для любого момента времени эта сумма будет оставаться неизменной. Это положение называется *законом сохранения энергии*.

Согласно теоретической физике закон сохранения энергии есть следствие естественного предположения об однородности времени, т.е. независимости законов природы от момента времени, в который вы начинаете их проверять. Все моменты времени предполагаются эквивалентными. В классической физике хорошо известны примерами сохранения энергии являются переход кинетической энергии в потенциальную при колебании маятника (без учета трения), переход кинетической энергии в тепловую при трении и др. Много примеров сохранения энергии можно привести и из области ядерно-физических явлений (упругое рассеяние нуклонов, ядерные реакции,  $\alpha$ -распад и др.).

Специфика применения закона сохранения энергии в ядерной физике и физике элементарных частиц заключается в необходимости учета изменения энергии покоя  $E_0 = M_0 c^2$  и, следовательно, массы взаимодействующих частиц (см. § 8).

Не нужно думать, что энергия покоя является каким-то принципиально новым видом энергии. Вы с ней хорошо знакомы еще из курса общей физики, но только никогда не называли ее так. Дело в том, что энергия покоя  $E_0$  — это универсальное выражение любой формы энергии материального тела, кроме кинетической. Например, увеличение энергии тела при его нагревании означает возрастание энергии покоя тела на величину тепловой энергии  $Q$ :

$$E'_0 = E_0 + Q, \quad (89)$$

и, следовательно, увеличение его массы на величину  $\Delta M_0 = Q/c^2$ :

$$M'_0 = M + Q/c^2. \quad (90)$$

Аналогично энергия покоя (и масса) двух магнитов, которым что-то мешает притянуться друг к другу, больше энергии покоя (и массы) этих магнитов в притянувшемся состоянии. Здесь различие в энергии покоя равно энергии взаимодействия  $\mathcal{E}$  магнитов на данном расстоянии между ними, а различие в массе составляет

$$\Delta M_0 = \mathcal{E} / c^2.$$

Но приращение энергии покоя (и массы) в обоих случаях настолько мало по сравнению с начальной энергией покоя  $E_0$  (и массой  $M_0$ ), что на фоне  $E_0$  его невозможно заметить (и тем более измерить) никакими физическими приборами. Поэтому в общей (не ядерной) физике эти приращения энергии покоя рассматривают отдельно и называют соответственно тепловой энергией, энергией магнитного взаимодействия и т.д. И это правильно, потому что для тепловой, магнитной и других видов энергии, рассматриваемых безотносительно к энергии покоя  $E_0$  тела, существуют надежные способы измерения. Величину же  $E_0$  просто исключают из энергетического баланса, считая ее постоянной в данном процессе.

В ядерной физике все так и не так. Рассмотрим в качестве примера ядро в основном и возбужденном состояниях (см. § 4), которое в данном случае можно сравнить с холодным и нагретым телами. Энергия покоя (и масса) возбужденного ядра больше энергии покоя (и массы) ядра, находящегося в основном состоянии. Приращение энергии покоя  $\Delta E_0$  равно энергии возбуждения  $W$ , которую можно сравнить с тепловой энергией для макроскопического тела. Но в рассматриваемом примере из ядерной физики это приращение энергии покоя  $\Delta E_0 = W$  (и массы покоя  $\Delta M_0 = W/c^2$ ) составляет *заметную долю* всей энергии покоя  $E_0$  (всей массы покоя  $M_0 = E_0/c^2$ ). Аналогично энергия покоя (и масса) протона и нейтрона больше энергии покоя (и массы) ядра дейтрона, состоящего из протона и нейтрона, связанных

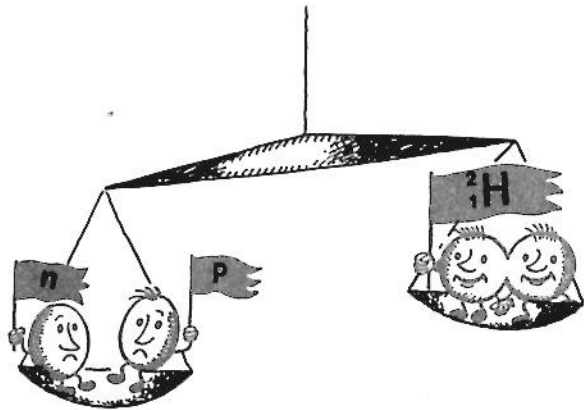


Рис. 26

ядерными силами (рис. 26). Приращение энергии покоя равно энергии ядерного взаимодействия между нуклонами, которое можно уподобить магнитному взаимодействию макроскопических тел, но доля  $\Delta E/E_0$  приращения энергии покоя в данном случае несравненно больше. И это не просто количественное, но и в некотором смысле *качественное* отличие, потому что приращению  $\Delta E_0$  в ядерной физике соответствует настолько большое изменение массы покоя  $\Delta M_0 = \Delta E_0/c^2$ , что его можно измерить как *разность масс* покоя до и после процесса:

$$\Delta M_0 = M'_0 - M_0. \quad (91)$$

Таким образом, в ядерной физике появляется новый способ измерения энергии. А это очень важно потому что иногда этот способ является единственно возможным. Измерять энергию ядерного взаимодействия непосредственно, т.е. так, как измеряют тепловую или магнитную энергию, очень трудно.

Итак, при составлении энергетического баланса ядерно-физического процесса надо обязательно учитывать возможность изменения энергии покоя (вспомните  $\alpha$ -распад, рассмотренный в § 18, а также см. § 21). Неизменной остается только полная энергия  $E$ , которая является суммой энергии покоя и кинетической энергии ( $E = E_0 + T$ ). В соответствии с этим закон сохранения энергии в ядерной физике формулируется следующим образом.

*Полная энергия всех частиц, вступающих в ядерное взаимодействие, равна полной энергии всех частиц, образовавшихся в результате этого взаимодействия.*

Во всех физических явлениях, которые были изучены до сих пор, не было обнаружено ни одного случая нарушения закона сохранения энергии.

Драматическая история с кажущимся "нарушением" закона сохранения энергии разыгралась в 1927 г., когда при изучении  $\beta^-$ -распада радиоактивных ядер физики не досчитались некоторого количества энергии. (Полная энергия исходного ядра превышала сумму полных энергий конечного ядра и испускаемого электрона.) Однако в конце концов выяснилось, что часть энергии уносит нейтрино (точнее, антинейтрино), о существовании которого тогда еще никто не подозревал.

Остановимся на этом вопросе подробнее.  $\beta^-$ -Распад заключается в переходе ядра  $(A, Z)$  с массой покоя  $M_1$  и энергией покоя  $E_1 = M_1 c^2$  в ядро-изобар  $(A, Z + 1)$  с массой покоя  $M_2$  и энергией покоя  $E_2 = M_2 c^2$ . Этот переход сопровождается испусканием электрона.

В соответствии с законом сохранения полной энергии, казалось бы, должно выполняться равенство

$$E_1 = E_2 + m_e c^2 + T_e + T_2, \quad (91a)$$

где  $m_e c^2$  и  $T_e$  — энергия покоя и кинетическая энергия испускаемых электронов;  $T_2$  — кинетическая энергия отдачи образующегося ядра  $(A, Z + 1)$ . Так как  $T_2 \ll T_e$  (это следует из закона сохранения импульса), то ожидалось, что

$$T_e = E_1 - E_2 - m_e c^2 = \Delta E, \quad (91b)$$

т.е. что электроны во всех актах  $\beta^-$ -распада одинаковых ядер  $(A, Z)$  будут иметь строго определенную энергию (дискретный энергетический спектр). Однако опыт показал, что энергетический спектр электронов  $\beta$ -распада не дискретный, а непрерывный, причем максимальное значение энергии электронов равно

$$T_e^{\text{макс}} = E_1 - E_2 - m_e c^2 = \Delta E. \quad (91в)$$

Это означает, что энергия электронов, образующихся в разных актах  $\beta$ -распада *одинаковых* ядер, различна. Она может принимать любое значение от 0 до  $T_e^{\text{макс}} = \Delta E$ . Таким образом, получается, что соотношение (91б) выполняется только для небольшого числа электронов с наивысшей энергией  $T_e^{\text{макс}}$ . Для всех остальных электронов опыт дает

$$T_e < \Delta E, \quad (91г)$$

т.е. полная энергия исходного ядра  $E_1$  превышает сумму полных энергий конечного ядра  $(E_2 + T_2)$  и испускаемого электрона  $(m_e c^2 + T_e)$ :

$$E_1 > E_2 + T_2 + m_e c^2 + T_e. \quad (91д)$$

Казалось бы, налицо разбаланс энергии, который можно интерпретировать как нарушение закона сохранения полной энергии.



К такому выводу и пришли некоторые физики. Но этот вывод был ошибочным!

Иначе поступил Паули. Он предположил (1931 г.), что закон сохранения энергии верен, но в соотношении (91д) учтена не вся энергия  $\beta$ -распада.

Согласно Паули, процесс  $\beta$ -распада кроме испускания электрона сопровождается испусканием еще одной частицы — нейтрино\*. Из-за своих специфических свойств ( $m = 0, z = 0, \mu = 0$ ) нейтрино столь слабо взаимодействует с веществом, что оно практически неуловимо физическими приборами. Поэтому та часть энергии, которую уносит с собой нейтрино, выпадает из экспериментального баланса энергии.

С учетом этой ненаблюдаемой энергии правильный энергетический баланс  $\beta$ -распада выглядит так\*\*:

$$E_1 = E_2 + T_2 + m_e c^2 + T_e + E_{\nu_e}, \quad (91e)$$

или в пренебрежении малой величиной  $T_2$ ,

$$T_e + E_{\nu_e} = E_1 - E_2 - m_e c^2 = \Delta E = T_e^{\text{макс}}. \quad (91ж)$$

Таким образом, электрон и нейтрино во всех актах  $\beta$ -распада уносят одну и ту же суммарную энергию, которая по-разному распределяется между ними. Чем больше энергия электрона  $T_e$ , тем меньше энергия нейтрино  $E_{\nu_e}$ . Когда электрон имеет максимальную энергию, энергия нейтрино равна нулю, и наоборот.

Предсказание Паули получило блестящее подтверждение в опытах Рейнеса и Коуэна (1953 — 1954 гг.), которым удалось зарегистрировать очень слабое взаимодействие нейтрино с веществом. Еще раньше (в 1932 — 1936 гг.) существование этой частицы было доказано в косвенных экспериментах по количественной проверке баланса энергии и импульса, составленного в предположении существования нейтрино.

Итак, вера в справедливость закона сохранения энергии позволила Паули в 1931 г. предсказать существование новой элементарной частицы. Аналогичные и столь же успешные предсказания с помощью законов сохранения делались и впоследствии.

Одним из примеров блестящего предсказания является обнаружение в 1964 г.  $\Omega^-$ -гиперона, все свойства которого были предсказаны из рассмотрения законов сохранения (см. § 41).

\*На самом деле нейтрино  $\nu_e$  испускается в процессе  $\beta^+$ -распада, а в процессе  $\beta^-$ -распада испускается антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ . Но для последующих рассуждений это несущественно.

\*\*Мы считаем, что из-за нулевой массы у нейтрино нет энергии покоя:  $m_{\nu_e} c^2 = 0$ . В настоящее время получены экспериментальные указания на то, что  $m_{\nu_e} \neq 0$ . Однако возможное значение  $m_{\nu_e}$  не превышает  $10^{-4} m_e$ .

С помощью законов сохранения можно предсказать не только новые частицы, но и новые (не известные ранее) свойства старых частиц. В качестве примера рассмотрим весьма тонкий эффект общей теории относительности — красное смещение фотонов в земном поле тяготения. Оказывается, несмотря на полное незнание общей теории относительности, мы с вами можем предсказать не только существование этого эффекта, но и его числовое значение. Для этого вполне достаточно поставить простой мысленный опыт и проанализировать его результаты с помощью закона сохранения энергии.

Представьте себе, что в нашем распоряжении имеется два одинаковых атомных ядра, но одно из них находится в основном состоянии, т.е. имеет массу  $M_0$  и энергию  $E_0 = M_0 c^2$ , а другое — в возбужденном (энергия  $E_0 + \Delta E$ , масса  $M_0 + \Delta M = M_0 + \Delta E/c^2$ ). Положим возбужденное ядро на пол высокой башни, а невозбужденное — на полочку, находящуюся на высоте  $H$  от пола (рис. 27, а). Через некоторое время  $t$ , соответствующее времени жизни возбужденного состояния, нижнее ядро испустит  $\gamma$ -квант энергией  $E_\gamma = \Delta E$  и перейдет в основное состояние с энергией  $E_0$  и массой  $M_0$ . Если этот  $\gamma$ -квант будет поглощен верхним ядром, то оно, наоборот, перейдет в возбужденное состояние с энергией возбуждения  $E_0 + E_\gamma = E_0 + \Delta E$  и с массой  $M_0 + E_\gamma/c^2 = M_0 + \Delta E/c^2 = M_0 + \Delta M$  (рис. 27, б). В результате ядра 1 и 2 как бы поменяются местами: возбужденное ядро окажется наверху, а невозбужденное — внизу.

Восстановим прежнее положение, подняв ядро 1 на полочку и опустив ядро 2 на пол (рис. 27, в). Для этого в первом случае потребуется произвести работу  $M_0 g H$ , но зато во втором система отдаст большую энергию  $(M_0 + \Delta M) g H$ . Так как ядра 1 и 2 одинаковы, то можно утверждать, что после всех проделанных манипуляций никаких изменений в системе не произошло. А

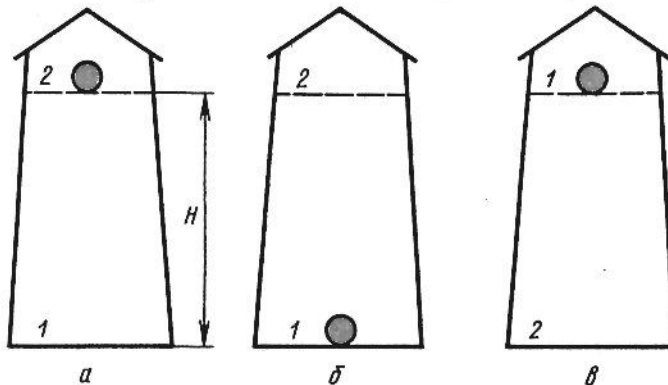


Рис. 27

между тем получен выигрыш в энергии, равный:

$$(M_0 + \Delta M) gH - M_0 gH = \Delta M gH. \quad (92)$$

Повторяя описанную процедуру, можно непрерывно получать энергию из "ничего"! Вечный двигатель?

Конечно, нет. Ошибка нашего рассуждения заключается в том, что мы не учли взаимодействия  $\gamma$ -кванта с гравитационным полем. Поскольку  $\gamma$ -квант имеет энергию  $E_\gamma$ , ему следует приписать массу  $\Delta M = E_\gamma/c^2$  (это, конечно, не масса покоя, которая у  $\gamma$ -кванта равна нулю). Поэтому  $\gamma$ -квант, движущийся снизу вверх (против сил гравитационного поля Земли), должен потерять энергию  $\Delta M gH = E_\gamma gH/c^2$ , как раз равную нашему мнимому выигрышу.

Итак, если закон сохранения энергии справедлив, то  $\gamma$ -квант, пролетевший путь  $H$  против гравитационных сил, должен потерять энергию  $\Delta E_\gamma = E_\gamma gH/c^2$ . Так как энергия  $\gamma$ -кванта обратно пропорциональна длине волны ( $E = h\nu = hc/\lambda$ ), уменьшение энергии приводит к сдвигу спектральных линий в сторону более длинных волн. В видимой части спектра спектральные линии сдвигаются к красному концу (*красное смещение*). Аналогично при движении  $\gamma$ -квантов по направлению действия гравитационных сил он должен приобрести энергию  $\Delta E_\gamma = E_\gamma gH/c^2$  (*синее смещение*). Относительное изменение энергии  $\gamma$ -кванта при прохождении им, например, пути  $H = 20$  м составляет

$$\Delta E_\gamma/E_\gamma = gH/c^2 = 9,81 \cdot 20/9 \cdot 10^{16} \approx 2 \cdot 10^{-15}. \quad (93)$$

Самым замечательным во всей рассказанной истории является то, что на этот раз мысленный опыт удалось осуществить практически. Ничтожно малое изменение энергии  $\gamma$ -кванта было действительно обнаружено в 23-метровой башне Гарвардского университета (США) с помощью эффекта Мессбауэра (о том, что такое эффект Мессбауэра, когда он возможен и как с его помощью можно измерять столь тонкие эффекты, мы расскажем в § 36, п. 2). Тем самым красное смещение фотонов, предсказанное в общей теории относительности, оказалось возможным измерить в лабораторных условиях. Раньше же этот эффект можно было наблюдать только в спектре Солнца и белых карликов.

## 2. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА

*Однородность пространства. — Релятивистский импульс. — Выстрел из пушки. — Выстрел в . . . пушку. — Наклоном в ядро. — Рождение  $\pi$ -мезона.*

Другой известный вам закон сохранения — это закон сохранения количества движения, или, короче, импульса  $p = mv$ . Закон сохранения импульса есть следствие однородности пространства, т.е.

независимости законов природы от конкретного места пространства, где они проявляются.

В отличие от энергии, скалярной величины, импульс — величина векторная, поэтому сохранение импульса означает неизменность не только его числового значения, но и направления.

Применяя закон сохранения импульса в классической механике, вы подставляли в формулу для импульса  $p = mv$  массу покоя  $m_0$ . В ядерной физике, которая имеет дело с быстро движущимися частицами, под  $m$  надо понимать релятивистскую массу  $m = m_0 \gamma = m_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$ , где  $\beta = v/c$ . В остальном применение закона сохранения импульса остается таким же.

Закон сохранения импульса, так же как и закон сохранения энергии, относится к числу точных (абсолютных) законов сохранения, которые справедливы всегда (для всех взаимодействий). Пока еще не обнаружено ни одного явления, в котором не выполнялся бы этот закон сохранения. Наоборот, твердая вера в законы сохранения энергии и импульса позволяет в косвенных опытах предсказывать существование новых частиц задолго до того, как их обнаруживают в прямых экспериментах.

Закон сохранения импульса обычно применяют совместно с законом сохранения энергии. Приведем несколько простых, но поучительных примеров использования закона сохранения импульса (и энергии), которые понадобятся нам в дальнейшем. Первые три из них рассмотрим в нерелятивистском приближении, последний — релятивистски.

**Выстрел из пушки.** Из пушки массой  $M$  под действием энергии взрыва  $E$  вылетает снаряд массой  $m$ . Найти, как распределится энергия взрыва  $E$  между снарядом и пушкой.

В соответствии с законом сохранения импульса векторная сумма импульсов пушки  $p_n$  и снаряда  $p_c$  в результате выстрела не должна измениться. Но до выстрела она была равна нулю. Значит, и после выстрела

$$p_n + p_c = 0. \quad (94)$$

Отсюда

$$p_c = -p_n \quad \text{и} \quad |p_c| = |p_n| = p, \quad (95)$$

т.е. импульсы снаряда и пушки после выстрела равны по значению и противоположны по направлению.

В соответствии с законом сохранения энергии

$$T_c + T_n = E \quad (96)$$

или с учетом того, что  $T_c = p^2/2m$  и  $T_n = p^2/2M$ ,

$$E = \frac{p^2}{2m} + \frac{p^2}{2M} = \frac{M+m}{m} \frac{p^2}{2M} \quad (97)$$

$$\text{Отсюда} \quad T_n = \frac{p^2}{2M} = \frac{m}{M+m} E \quad (98)$$

$$\text{и} \quad T_c = \frac{p^2}{2m} = \frac{M}{M+m} E. \quad (99)$$

При  $M \gg m$  подавляющая часть энергии взрыва превращается в кинетическую энергию снаряда и лишь ничтожная ее доля идет на отдачу пушки.

**Выстрел в . . . пушку.** Рассмотрим теперь обратную задачу. В пушку массой  $M$  попадает снаряд массой  $m$ , движущийся со скоростью  $v$ , и застревает в ней, не взорвавшись. Каковы скорость  $V$  и кинетическая энергия  $T_n$  пушки после попадания в нее снаряда?

Из закона сохранения импульса следует

$$mv = (M+m)V, \quad (100)$$

откуда

$$V = \frac{m}{M+m} v. \quad (101)$$

Кинетическая энергия пушки с застрявшим в ней снарядом равна:

$$T_n = \frac{M+m}{2} V^2 = \frac{m}{M+m} \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{M+m} T_c, \quad (102)$$

где  $T_c = mv^2/2$  — первоначальная кинетическая энергия снаряда. Остальная часть энергии снаряда  $T_c - T_n = [M/(M+m)] T_c$  пойдет на нагревание (или разрушение) пушки. При  $M \gg m$  скорость пушки и ее кинетическая энергия будут пренебрежимо малы:

$$V \ll v \quad \text{и} \quad T_n \ll T_c. \quad (103)$$

В этом случае на нагревание затратится подавляющая часть кинетической энергии снаряда.

**Взаимодействие нуклона с ядром.** Аналогичная картина наблюдается при взаимодействии нерелятивистского нуклона массой  $m$  с тяжелым ядром массой  $M$ . Сравнительно небольшая доля кинетической энергии  $T_N$  нуклона  $T_n = [m/(M+m)] T_N$  идет на движение образовавшегося составного ядра, а остальная (большая) часть энергии  $T' = [M/(M+m)] T_N$  — на процесс внутреннего преобразования атомного ядра, т.е. на собственно ядерную реакцию. При  $m = M$  эти части равны друг другу:

$$T_n = T' = T_N/2. \quad (104)$$

В этом случае только половина кинетической энергии нуклона может быть использована на ядерное взаимодействие, т.е. на преобразование атомного ядра. Вторая половина энергии затрачивается на бесполезное (для ядерного взаимодействия) движение продуктов реакции.

**Взаимодействие элементарных частиц.** В мире элементарных частиц соотношение между полезной и бесполезной частями энергии получается еще более невыгодным.

Представьте себе, что при столкновении частицы  $a$ , имеющей кинетическую энергию  $T$ , с неподвижной частицей  $b$  возникают две (или больше) другие (в частном случае такие же) частицы  $c, d, \dots$

$$a + b \rightarrow c + d + \dots, \quad (105)$$

суммарная масса которых превышает суммарную массу сталкивающихся частиц:  $m_c + m_d + \dots > m_a + m_b$ . Спрашивается, какова связь между кинетической энергией  $T$  и массами частиц  $m_a, m_b, m_c, m_d, \dots$ ? Очевидно, что в этом случае для анализа взаимодействия необходимо использовать релятивистские формулы для энергии и импульса (см. § 9), потому что кинетическая энергия  $T$  составляет значительную часть энергии покоя частиц. Такой анализ приводит к следующему результату:

$$T_{\text{мин}} = (M_2^2 - M_1^2) c^2 / 2M. \quad (106)$$

Здесь  $T_{\text{мин}}$  — минимальная кинетическая энергия, при которой возможен процесс (105);  $M_2 = m_c + m_d + \dots$ ;  $M_1 = m_a + m_b$ ;  $M = m_b$ .

Например, для рождения  $\pi$ -мезона в реакции

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ \quad (107)$$

бомбардирующий протон должен иметь кинетическую энергию

$$\begin{aligned} T_p \geq T_{\text{мин}} &= \frac{(m_p + m_n + m_\pi)^2 - (2m_p)^2}{2m_p} c^2 = \\ &= 2m_\pi c^2 \left( 1 + \frac{m_\pi}{4m_N} \right), \end{aligned} \quad (108)$$

где  $m_N = m_p \approx m_n$ . Подставив значения масс, получим

$$T_{\text{мин}} = 2,074 m_\pi c^2 \approx 290 \text{ МэВ.}$$

Из них только 139,6 МэВ используется на рождение  $\pi$ -мезона ( $m_\pi c^2 = 139,6 \text{ МэВ}$ ), а 150,4 МэВ уходит на движение образовавшихся частиц. Еще хуже обстоит дело, когда  $M_2 \gg M_1$  (см. § 40 и 41).

### 3. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ МОМЕНТА КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ

*Изотропность пространства. — Гиря над головой. — Читатель и велосипедное колесо. — Фигурное катание. — Почему вертолет не вращается? — Спин и орбитальный момент. — Принцип Паули.*

**Закон сохранения момента количества движения** не изучают в школе, но многие из вас, вероятно, в той или иной форме слышали о нем. Этот закон является следствием изотропности пространства, т.е. эквивалентности всех его направлений.

Представьте себе, что вы вращаете над головой в горизонтальной плоскости веревку длиной  $r$  с привязанной на ее конце гирей массой  $m$ . Скорость движения гири по окружности равна

в. При этом вы замечаете (по силе реакции веревки с грузом на руку), что состояние вращения зависит как от скорости вращения, так и от длины веревки. За характеристику вращения приняли величину  $mvr$ , которая и называется моментом количества движения (гири относительно вертикальной оси, проходящей через руку). У гири данной массы значение момента количества движения может быть каким угодно.

Произвольное вращающееся тело также обладает моментом количества движения. Чтобы его подсчитать, надо разбить это тело на небольшие элементы и просуммировать моменты количества движения относительно оси вращения для всех элементов этого тела  $\sum m_i v_i r_i$ .

Момент количества движения — столь же важная характеристика для вращающегося тела, как импульс для тела, движущегося поступательно.

В существовании закона сохранения момента количества движения легко убедиться на простейшем опыте. Если вы, стоя на поворотном стуле от пианино, возьмете в руки быстро вращающееся велосипедное колесо, держа его перед собой как щит, а затем расположите его у себя над головой, как зонтик, то вы начнете медленно вращаться вместе с сиденьем стула в противоположную сторону (для успеха опыта стул должен быть легко вращающимся). Эффект объясняется тем, что система стул — человек — колесо в начальном состоянии имела нулевой момент количества движения относительно вертикальной оси. После поворота ось колеса располагается вдоль вертикальной оси, поэтому часть системы (колесо) имеет не равный нулю момент количества движения относительно этой оси. Но в соответствии с законом сохранения момент количества движения всей системы должен оставаться равным нулю. Это и обеспечивается медленным вращением стула с человеком в обратную сторону.

Момент количества движения — векторная величина. За направление этого вектора приняли направление оси вращения, причем вектор ориентируют так, чтобы при рассмотрении с его конца вращение казалось происходящим против часовой стрелки (рис. 28). Так же как и закон сохранения импульса, закон сохранения момента количества движения означает неизменность не только значения вектора, но и направления. Стремление вращающегося тела сохранить *направление* своей оси (гироскопический эффект) вы неоднократно наблюдали (катящийся обруч не падает, велосипедист едет без рук, вращающийся волчок "стоит"). Если вы будете делать опыт с быстро вращающимся велосипедным колесом, то при повороте его оси в пространстве вы убедитесь, что колесо серьезно сопротивляется вашим намерениям. Очень хоро-

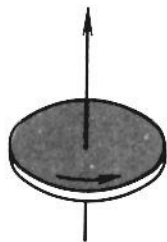


Рис. 28

ша для подобных опытов детская игрушка — гирокосп. Гирокоспический эффект широко используется в технике (гироскоп, автопилот).

Сохранение значения момента количества движения вы могли видеть, если следили по телевизору за великолепным вращением фигуристок на льду. Фигуристка начинает вращение с раскинутыми в сторону руками и далеко отставленной ногой (большое  $r$ ). Затем она опускает одну руку и поднимает другую, придвигает ногу и вообще старается вся, если можно так выразиться, стать как можно ближе к своей оси. При этом в выражении для закона сохранения момента количества движения

$$I = \sum m_i v_i r_i = \sum m_i \omega_i^2 r_i^2 = \text{const} \quad (109)$$

значения  $r_i$  для некоторых элементов тела уменьшаются, что приводит к сильному возрастанию  $\omega$ . И вот в результате вы видите вместо спортсменки только сплошное и длительное мелькание.

Мы рассмотрели примеры, когда применение закона сохранения момента количества движения дает полезные эффекты. Однако иногда закон сохранения момента количества движения может доставить и неприятности, так что приходится принимать специальные меры, чтобы ликвидировать последствия, вызванные действием этого закона. Хорошим примером является конструкция вертолета.

В самом деле, по закону сохранения момента количества движения при вращении винта вертолета по часовой стрелке сам вертолет должен вращаться против часовой стрелки (так как до полета момент количества движения вертолета вместе с винтом равнялся нулю). Чтобы этого не происходило, на хвосте вертолета устанавливается небольшой дополнительный винт с горизонтальной осью, который уравнивает вращательный момент вертолета. (Дополнительный вредный эффект от малого винта компенсируется небольшим наклоном плоскости вращения большого винта. Имеются также вертолеты с двумя несущими винтами, вращающимися в разные стороны).

Микрочастицы также могут обладать моментом количества движения, причем двоякого рода. У них может быть *собственный* момент количества движения — *спин* (от английского spin — веретено, вращать), подобный тому, которым обладает вращающийся волчок. Кроме того, у частицы может быть *орбитальный* момент количества движения, сходный с моментом количества движения гири, вращающейся на веревке.

Мы привели эти аналогии не без опасения, что вы отнесетесь к ним слишком прямолинейно. Дело в том, что, по существу, ничего общего между классическим моментом количества движения и спином (а также орбитальным моментом) нет. Оказывается, микрочастица *не может* иметь любое значение момента коли-



чества движения, как это имеет место для волчка и гири на веревке. Спин микрочастицы имеет вообще только одно значение (и лишь несколько ориентаций в пространстве). Кроме того, аналогия спина с вращением вокруг собственной оси приводит к неправильному значению магнитного момента электрона. Что касается орбитального момента, то для него имеется больше возможностей, но и его значение и направление не могут быть произвольными.

Спин частицы — столь же важная ее характеристика, как и масса, заряд, время жизни и др. Его значение не зависит от состояния движения частицы. Это ее внутренняя характеристика. Значение орбитального момента определяется состоянием движения частицы.

Согласно квантовой теории, спин частицы может быть равен целому (0, 1, 2 . . .) или полуцелому (1/2, 3/2 . . .) числу постоянных Планка  $\hbar$ ; орбитальный момент может равняться только целому числу  $\hbar$  (0,  $\hbar$ ,  $2\hbar$ ,  $3\hbar$  . . .), причем верхняя граница определяется значением энергии.

Впервые представление о спине было введено в 1925 г. Уленбеком и Гаудсмитом для объяснения тонкой структуры оптических спектров. Мы говорили выше (см. § 15), что эта гипотеза хорошо объясняла эксперимент, но обладала тем существенным недостатком, что она явилась новым очередным постулатом в теории Бора. В квантовой механике представление о спине электрона возникло автоматически в результате анализа уравнения Дирака (см. § 18, п. 3).

Подсчет орбитального момента количества движения электрона, сделанный с помощью этого уравнения, показал, что для орбитального момента не выполняется закон сохранения момента количества движения. Между тем весь опыт, накопленный наукой, говорит в пользу этого закона сохранения, поэтому естественно было предположить, что это невыполнение лишь кажущееся, аналогично тому, как это было с "нарушением" закона сохранения энергии в процессе  $\beta$ -распада. Как вы помните, для спасения закона сохранения энергии физики предположили существование неуловимого приборами нейтрино, уносящего недостающую часть энергии.

Аналогично для спасения закона сохранения момента количества движения электрону приписали добавочный *собственный* момент количества движения, равный  $\hbar/2$ . Этот добавочный момент и есть спин. С учетом спина закон сохранения момента количества движения восстанавливается.

Как мы уже говорили, спин является одной из важнейших характеристик элементарных частиц. В зависимости от его значения частицы делятся на два различающихся по свойствам класса: бозоны и фермионы. К бозонам относятся частицы, имеющие *целый* спин (0,  $\hbar$ ,  $2\hbar$  . . .), например фотон,  $\pi$ -мезон,  $K$ -мезон,

к фермионам — *полуцелый* ( $\hbar/2$ ,  $(3/2)\hbar$  . . .), например протон, нейтрон, электрон, мюон,  $\Omega^-$ -гиперон, нейтрино.

Эти классы отличаются друг от друга тем, что для одного из них (фермионов) справедлив, а для другого (бозонов) не справедлив *принцип Паули*. Согласно этому принципу (который носит имя физика, впервые предложившего его для электронов), два тождественных фермиона не могут одновременно находиться в одном и том же состоянии, т.е. иметь одинаковыми *все* квантовые числа.

Принцип Паули играет очень большую роль в атомной и ядерной физике. С его помощью был объяснен периодический закон Менделеева. Принцип Паули позволил Дираку предсказать позитрон (см. § 18, п. 3). Он лежит в основе современных моделей атомного ядра.

С учетом спина закон сохранения момента количества движения выполняется во всех процессах, рассматриваемых в ядерной физике и физике элементарных частиц.

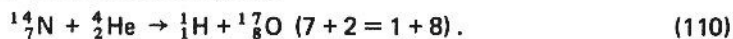
#### 4. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И ДРУГИХ ЗАРЯДОВ

*Законы сохранения — это правила отбора. — Электрический, барионный и лептонный заряды. — Сохранение странности, очарования и прелести. — Примеры реакций.*

*О законе сохранения электрического заряда* вы, возможно, не слышали в такой именно формулировке, как мы сейчас о нем говорим. Но вы, несомненно, не раз пользовались этим законом неявно, т.е. не подозревая этого. Вот несколько примеров.

При электризации трением оба тела приобретают одинаковые по значению и противоположные по знаку электрические заряды, сумма которых равна нулю, т.е. первоначальному суммарному электрическому заряду обоих тел до электризации. То же наблюдается при электризации через влияние (индукцию).

Во всех расчетах, связанных с передачей электрического заряда от одного тела к другому, вы всегда считаете, что суммарный заряд остается неизменным. Например, при соприкосновении заряженного проводника с внутренней поверхностью другого полого проводника последнему передается весь заряд. При соприкосновении двух одинаковых сферических проводников, один из которых заряжен ( $q$ ), заряд распределяется между ними поровну ( $q_1 = q/2$ ,  $q_2 = q/2$ ). В ядерных реакциях преобразование атомных ядер происходит так, что суммарное число протонов (т.е. электрический заряд атомных ядер  $Z$ ) до реакции и после реакции остается неизменным:



Наконец, процесс образования (рождения) электрон-позитронной пары, рассмотренный в § 18, п. 3, также идет в соответствии с законом сохранения электрического заряда

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (0 = 1 - 1). \quad (111)$$

Этот пример особенно поучителен тем, что он позволяет понять необходимость существования у частиц еще нескольких зарядов, для которых также должны выполняться законы сохранения.

В самом деле, закону сохранения электрического заряда удовлетворяет не только процесс  $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ , но и процессы  $\gamma \rightarrow p + e^-$ ;  $\gamma \rightarrow \mu^+ + e^-$ ;  $\gamma \rightarrow \pi^+ + e^-$ ;  $\gamma \rightarrow K^+ + e^-$  и др. Между тем из числа перечисленных на опыте наблюдается только процесс типа  $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ . Значит, кроме закона сохранения электрического заряда существуют какие-то другие законы сохранения, т.е. *правила запрета*, которые *разрешают*  $\gamma$ -кванту образовать  $(e^+ - e^-)$ -пару и запрещают  $(p - e^-)$ -,  $(\pi^+ - e^-)$ -,  $(\mu^+ - e^-)$ -,  $(K^+ - e^-)$ -пары. По аналогии с законом сохранения электрического заряда это означает существование у частиц каких-то еще "зарядов", сумма которых должна оставаться неизменной в ядерном процессе. Таких "зарядов" в настоящее время известно семь: барионный заряд  $B$ , лептонный электронный заряд  $l_e$ , мюонный лептонный заряд  $l_\mu$ , тау-лептонный заряд  $l_\tau$ , странность  $S$ , очарование  $c$  и прелесть  $b$ . Значения некоторых из этих зарядов для различных элементарных частиц приведены в табл. 1. В частности, из табл. 1 видно, что у  $\gamma$ -кванта все заряды равны нулю.

У нас нет возможности подробно рассказывать здесь, как физически пришли к необходимости введения каждого из этих новых "зарядов". В двух словах дело заключается как раз в том, о чем мы говорили выше. Процесс  $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$  возможен потому, что у электрона и позитрона противоположны не только электрические заряды, но и лептонные [ $l_e(e^-) = +1$ ;  $l_e(e^+) = -1$ ], а все остальные заряды у обеих частиц равны нулю. Таким образом, у электрон-позитронной пары все заряды равны нулю, т.е. такие же, как и у  $\gamma$ -кванта. Следовательно, рассматриваемый процесс не противоречит ни одному из законов сохранения. Напротив, если мы рассмотрим любой другой процесс из перечисленных выше, то обнаружим, что они противоречат одному или нескольким законам сохранения.

Вот, например, процесс  $\gamma \rightarrow p + e^-$  противоречит сразу двум законам сохранения — барионного заряда и лептонного электронного заряда — и поэтому не может идти:

$$\gamma \nrightarrow p + e^- \quad (B: 0 \neq 1 + 0; l_e: 0 \neq 0 + 1). \quad (112)$$

Процесс  $\gamma \rightarrow \mu^+ + e^-$  противоречит двум законам сохранения лептонных зарядов, поэтому также невозможен:

$$\gamma \nrightarrow \mu^+ + e^- \quad (l_e: 0 \neq 0 + 1; l_\mu: 0 \neq -1 + 0). \quad (113)$$

В качестве примеров мы привели только процессы, идущие под действием  $\gamma$ -квантов. Так получилось у нас из-за специфики рассмотренной перед этим тематики. На самом деле все сказанное справедливо для процессов, идущих под действием любых частиц. Приведем несколько примеров разрешенных и запрещенных процессов, идущих под действием различных частиц.

1. Процесс

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0 \quad (114)$$

разрешен всеми законами сохранения:

$$z: -1 + 1 = 0 + 0; B: 0 + 1 = 0 + 1;$$

$$l_e: 0 + 0 = 0 + 0; l_\mu: 0 + 0 = 0 + 0;$$

$$l_\tau: 0 + 0 = 0 + 0; S: 0 + 0 = 1 - 1;$$

$$c: 0 + 0 = 0 + 0; b: 0 + 0 = 0 + 0.$$

Этот процесс характерен тем, что в нем под действием обычных (нестранных) частиц образуются две странные частицы с противоположными странностями. В соответствии с формулой (106) процесс (114) возможен при энергии  $\pi$ -мезонов

$$T_\pi \geq T_{\min} = \frac{(m_\Lambda + m_K)^2 - (m_p + m_\pi)^2}{2m_p} c^2 = 770 \text{ МэВ}.$$

2. В качестве трехчастичного процесса рассмотрим реакцию рождения  $\Omega^-$ -гиперона:

$$K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0 \quad (115)$$

$$(z: -1 + 1 = -1 + 1 + 0; B: 0 + 1 = 1 + 0 + 0;$$

$$l_e: 0 + 0 = 0 + 0 + 0; l_\mu: 0 + 0 = 0 + 0 + 0;$$

$$l_\tau: 0 + 0 = 0 + 0 + 0; S: -1 + 0 = -3 + 1 + 1;$$

$$c: 0 + 0 = 0 + 0 + 0; b: 0 + 0 = 0 + 0 + 0).$$

Напомним, что эта реакция была предсказана теоретически (см. § 41).

3. А вот пример совсем простого [сравните со (107)], но тем не менее невозможного процесса:

$$p + p \nrightarrow p + \pi^+. \quad (116)$$

Он запрещен законом сохранения барионного заряда, который для протона равен 1, а для  $\pi$ -мезона — нулю.

4. Очень интересно сравнить процессы

$$\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^- \quad (117)$$

и

$$\pi^- + p \rightarrow K^- + \Sigma^+, \quad (118)$$

которые, казалось бы, отличаются друг от друга только знаками электрического заряда образующихся частиц. При этом закон сохранения электрического заряда не нарушается. Выполняются законы сохранения и многих других зарядов ( $B, I_e, I_\mu, I_T, c, b$ ). Тем не менее первый процесс действительно наблюдается, а второй запрещен законом сохранения странности ( $S_{K^-} = S_{\Sigma^+} = S_{\Sigma^-} = -1; S_{K^+} = +1$ ).

5. Примером реакции, в которой заряду с обычной частицей ( $\pi$ -мезон) образуется короткоживущая (нестабильная) частица ( $\Delta$ -резонанс, см. § 2), служит процесс

$$\pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^0. \quad (119)$$

Легко убедиться, что в этом случае выполняются все законы сохранения. Заметим, что  $\Delta$ -резонанс можно наблюдать только по продуктам распада (см. § 36, п. 1).

6. При очень большой энергии протонов становится возможным четырехчастичный процесс образования антипротонов

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}. \quad (120)$$

Обратите внимание, что закон сохранения барионного заряда ( $B = 1 + 1 = 1 + 1 + 1 - 1$ ) требует, чтобы антипротон рождался вместе с добавочным протоном. Минимальная энергия бомбардирующего протона, необходимая для процесса (120), в соответствии с формулой (106) равна:

$$T_{\text{мин}} = \frac{(4m_p)^2 - (2m_p)^2}{2m_p} c^2 = 6m_p c^2 = 5600 \text{ МэВ}. \quad (121)$$

7. Приведем несколько примеров процессов, идущих при взаимодействии антипротонов и протонов. Простейший процесс такого типа — аннигиляция медленного антипротона при встрече с протоном\*:

$$\bar{p} + p \rightarrow 2\pi^+ + 2\pi^- + \pi^0 \quad (122)$$

$$(B: -1 + 1 = 2 \cdot 0 + 2 \cdot 0 + 0; z: -1 + 1 = 2 \cdot 1 + 2(-1) + 0).$$

\*В последующих реакциях мы будем выписывать балансы только для зарядов, отличных от нуля.

Более сложными процессами являются реакции образования гиперон-антигиперонных пар:

$$\bar{p} + p \rightarrow \Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0 \quad (123)$$

$$(B: -1 + 1 = 1 - 1; S: 0 + 0 = -1 + 1; z: -1 + 1 = 0 + 0).$$

Эта реакция требует не очень большой энергии антипротонов:  $T_{\bar{p}} = 750$  МэВ. Однако для получения самих антипротонов необходимы протоны энергией 5600 МэВ!

Примером рождения тяжелой гиперон-антигиперонной пары может служить процесс

$$\bar{p} + p \rightarrow \Xi^- + \bar{\Xi}^+, \quad (124)$$

для которого требуются антипротоны энергией

$$T_{\bar{p}} \geq T_{\text{мин}} = \frac{(2m_{\Xi})^2 - (2m_p)^2}{2m_p} c^2 = 1830 \text{ МэВ}.$$

Для рождения еще более тяжелой гиперон-антигиперонной пары в процессе

$$\bar{p} + p \rightarrow \Omega^- + \bar{\Omega}^+ \quad (125)$$

нужны антипротоны энергией  $T_{\bar{p}} > 4100$  МэВ.

В заключение следует заметить, что странность  $S$  сохраняется только в сильных и электромагнитных процессах. Слабые взаимодействия с участием странных частиц протекают с изменением странности на единицу. Примером может служить слабый распад  $\Lambda^0$ -гиперона, идущий за время порядка  $10^{-10}$  с (т.е. медленно) по схеме

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \quad (S: -1 \neq 0 + 0; \Delta S = 1). \quad (126)$$

Мы не будем приводить примеров применения относительно новых законов сохранения очарования и прелести. По существу, здесь все обстоит так же, как и в приведенных выше примерах. Оба эти заряда подобно странности сохраняются в сильном и электромагнитном взаимодействиях.

## 5. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ

*Зеркальная симметрия. — Четные и нечетные волновые функции. — Запреты по четности. — Нарушение закона сохранения четности в слабых взаимодействиях.*

Сильные и электромагнитные взаимодействия характеризуются сохранением специфической квантовомеханической величины, которая называется *четностью волновой функции*.

Оказывается, волновая функция  $\psi(x, y, z)$ , описывающая состояние атомного ядра или элементарной частицы, обладает свойством своеобразной зеркальной симметрии. При замене координат  $x, y, z$  координатами  $-x, -y, -z$ , волновая функция либо не меняется совсем:

$$\psi(-x, -y, -z) = \psi(x, y, z), \quad (127)$$

либо изменяет только знак

$$\psi(-x, -y, -z) = -\psi(x, y, z). \quad (128)$$

Функции первого типа называют четными, второго — нечетными. Нуклоны, например, описываются четными волновыми функциями,  $\pi$ -мезоны — нечетными. Четность атомного ядра зависит от его энергетического состояния. Одни состояния атомного ядра — четные, другие — нечетные.

Сохранение четности в сильных и электромагнитных взаимодействиях означает, что характер четности волновой функции, описывающей взаимодействующие частицы, не меняется в этих взаимодействиях. Если волновая функция четна (нечетна) в начальный момент времени, то она остается четной (нечетной) и в последующие моменты времени. Закон сохранения четности накладывает определенные ограничения на ядерные и электромагнитные процессы. Примером может служить реакция



которая запрещена законом сохранения четности при кинетической энергии протонов  $T_p < 0,5$  МэВ: волновая функция пары частиц  $p + {}^7\text{Li}$  нечетна, а пары  $2 {}^4\text{He}$  — четна. При более высокой энергии протона пара частиц  $p + {}^7\text{Li}$  может иметь четную волновую функцию. Опыт показывает, что реакция (129) при энергии протонов  $T_p < 0,5$  МэВ действительно не идет, несмотря на то что в этой реакции может выделяться очень большая энергия  $Q \approx 17$  МэВ и для нее выполняются все остальные законы сохранения.

Если какой-либо процесс разрешен законом сохранения четности, то должна наблюдаться симметрия этого процесса относительно замены  $x, y, z \rightarrow -x, -y, -z$ , т.е. относительно операции зеркального отражения.

В слабых взаимодействиях закон сохранения четности не выполняется, что приводит к нарушению зеркальной симметрии в этих процессах\*.

\*Для более подробного ознакомления с понятием четности и его связью с операцией зеркального отражения рекомендуем прочесть книгу М. Гарднера "Этот правый, левый мир" (Пер. с англ. М.: Мир, 1967).

## 6. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ИЗОТОПИЧЕСКОГО СПИНА

*Зарядовая независимость ядерных сил. — Изоспин. — Изотопические мультиплеты. — Закон сохранения изоспина.*

В опытах по изучению рассеяния нуклонов на нуклонах и некоторых свойств атомных ядер было установлено, что чисто ядерные (без учета электромагнитного) взаимодействия между любой парой нуклонов, находящихся в одинаковых состояниях (имеющих одинаковые квантовые числа), тождественны:

$$p-p \equiv n-p \equiv n-n. \quad (130)$$

Это свойство ядерного взаимодействия называется зарядовой независимостью ядерных сил.

Зарядовая независимость ядерных сил обнаруживается не только при взаимодействии нуклонов, но и в любых проявлениях сильных взаимодействий, например при взаимодействии  $\pi$ -мезонов с нуклонами. Так как известно три вида  $\pi$ -мезонов ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$  и  $\pi^-$ ), в этом случае возможно целых шесть комбинаций взаимодействий:

$$\left. \begin{aligned} \pi^+ + p, \pi^0 + p, \pi^- + p, \\ \pi^+ + n, \pi^0 + n, \pi^- + n. \end{aligned} \right\} \quad (131)$$

Если рассматриваемые частицы находятся в одинаковых квантовых состояниях, то все эти комбинации тождественны. (Здесь опять-таки рассматриваются чисто ядерные взаимодействия, без учета электромагнитных.) Из соотношений (130) и (131) вытекает тождественность ядерных свойств  $\pi^+$ ,  $\pi^0$  и  $\pi^-$ -мезонов. Эту тождественность можно установить, и непосредственно сравнивая различные схемы распада короткоживущих частиц — резонансов, например  $\rho$ -резонанса:

$$\rho^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0; \rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-; \rho^- \rightarrow \pi^- + \pi^0. \quad (132)$$

Тождественность свойств протона и нейтрона можно формально (но математически очень удобно) описать с помощью квантовомеханического вектора *изотопического спина* (*изоспина*)  $T$ , который имеет одинаковые значения для обоих нуклонов ( $|T| = 1/2$ ) и, согласно правилам квантовой механики,  $2T + 1 = 2$  разные проекции:  $T_z = \pm 1/2$ . Вектор  $T$  и его проекции  $T_z$  существуют в так называемом *изотопическом пространстве* (не имеющем никакого отношения к обычному пространству). Проекция  $T_z = +1/2$  соответствует протону, проекция  $T_z = -1/2$  — нейтрону. Зарядовая независимость, выраженная на языке изотопического спина, означает независимость ядерного взаимодействия от проекции вектора  $T$ , т.е. от его ориентации в изотопическом пространстве (*изотопическая инвариантность ядерных сил*). Однако



любой из трех тождественных видов взаимодействия двух нуклонов ( $p-p$ ,  $n-p$ ,  $n-n$ ) с одинаковыми квантовыми числами характеризуется одним и тем же значением вектора  $T$  ( $|T| = 1$ , закон сохранения изотопического спина<sup>\*</sup>).

Аналогично три  $\pi$ -мезона ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$  и  $\pi^-$ ), имеющих тождественные ядерные свойства, характеризуются одним и тем же вектором изотопического спина  $T = 1$ . Такой вектор имеет  $2T + 1 = 3$  проекции:  $T_z = +1$ ,  $T_z = 0$  и  $T_z = -1$ , которые описывают соответственно  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ - и  $\pi^-$ - мезоны.

Пара нуклонов с аналогичными ядерными свойствами называется *изотопическим дублетом*, а тройка  $\pi$ -мезонов — *изотопическим триплетом* ( $\pi$ -мезон-нуклонная изотопическая инвариантность).

Кроме дублетов и триплетов в природе встречаются и другие *изотопические мультиплеты*. "Группа", состоящая из одной-единственной частицы, называется *изотопическим синглетом*. Примером является  $\Lambda^0$ -гиперон или  $\Omega^-$ -гиперон, у которых нет аналогов по ядерным свойствам. Группа из четырех частиц называется *изотопическим квартетом* ( $\Delta$ -резонанс, встречающийся в форме  $\Delta^{++}$ ,  $\Delta^+$ ,  $\Delta^0$  и  $\Delta^-$ ).

Понятие изотопического спина можно перенести и на сложные комбинации нуклонов — атомные ядра. В соответствии с этим каждое энергетическое состояние ядра (как основное, так и возбужденное) можно охарактеризовать определенным значением изотопического спина. Значение изотопического спина для основного состояния ядра называют изотопическим спином самого ядра. Например, ядро  ${}^4_2\text{He}$  имеет  $T = 0$  (пример изотопического синглета), ядра  ${}^1_1\text{H}$  и  ${}^3_2\text{He}$  имеют  $T = 1/2$  (они образуют изотопический дублет ядер с аналогичными ядерными свойствами) и т.п.

Сильное взаимодействие ядер между собой (и с элементарными частицами из класса адронов, см. § 2) происходит в строгом соответствии с законом сохранения изотопического спина. Так, реакция



противоречит закону сохранения изотопического спина (потому что  $T({}^1_1\text{H}) = 0$ ,  $T({}^2_1\text{H}) = 0$ , а  $T(\pi^0) = 1$ , и она действительно не идет по сильному взаимодействию (но идет по электромагнитному).

Закон сохранения изотопического спина справедлив только в сильных (ядерных) взаимодействиях.

<sup>\*</sup>Нейтрон-протонная пара кроме  $T = 1$  может иметь и нулевое значение изоспина ( $T = 0$ ), но в этом случае у нее будут другие квантовые числа (отличные от тех, которые имеют  $p-p$ ,  $n-p$ - и  $n-n$ -системы с  $T = 1$ ).

Недалеко время, когда человек получит в свои руки атомную энергию, такой источник силы, который даст ему возможность строить свою жизнь, как он захочет.

В.И. Вернадский (1922 г.)

## § 21. О "ПЕРЕХОДЕ МАССЫ В ЭНЕРГИЮ" И ОБРАТНО

*Правильны ли заголовки? — Два вида энергии. — Читатель в метро. — Какая пружина тяжелее — скрученная или нескрученная? — О законе сохранения массы в химии. — Ядерная "пружина". — Две проблемы и четыре задачи.*

В § 8 мы с вами говорили о том, что в процессе аннигиляции можно превратить всю (или почти всю) энергию покоя в кинетическую энергию, и о том, что этот процесс наблюдался экспериментально для некоторых элементарных частиц (электрона, протона, нейтрона). Однако там же было замечено, что использовать аннигиляцию для практических целей пока невозможно. На практике для преобразования энергии покоя в кинетическую и тепловую энергии используются совсем другие процессы, о которых мы обещали со временем рассказать. Сейчас это время наступило. Но прежде чем выполнить обещание, сделаем одно замечание.

Часто, говоря о преобразовании энергии покоя в кинетическую, называют этот процесс превращением массы в энергию. Можно ли так говорить? Верно это или нет? Строго говоря, неверно, так как в подобном процессе энергия и масса преобразуются не друг в друга, а каждая в свою другую форму; *энергия покоя*  $E_0$  — в кинетическую *энергию*  $T$ ; *масса покоя*  $M_0$  — в другую форму *массы*, которую мы с вами условно назвали кинетической,  $M_k$  (см. § 9). В обоих преобразованиях сохраняется полное значение как энергии

$$E_{01} + T_1 = E_{02} + T_2 = \text{const}, \quad (134)$$

так и массы

$$\gamma_1 M_{01} = \gamma_2 M_{02}, M_{01} + M_{k1} = M_{02} + M_{k2}. \quad (135)$$

Однако протекают эти преобразования таким образом, что *возрастанию* кинетической энергии от первоначального значения  $T_1$  до конечного значения  $T_2$  соответствует эквивалентное *убывание*

энергии покоя от первоначального значения  $E_{01}$  до конечного значения  $E_{02}$ :

$$T_2 - T_1 = E_{01} - E_{02}, \text{ или } \Delta T = -\Delta E_0. \quad (136)$$

А так как масса и энергия связаны соотношением  $E = Mc^2$ , убывание энергии покоя на величину  $\Delta E$  проявляется как уменьшение массы покоя  $M_0$  на величину  $\Delta M_0 = \Delta E_0/c^2$ . В результате и создается впечатление о "превращении массы в кинетическую энергию". Резюмируя, можно сказать, что хотя обсуждаемый термин и не вполне точен, но употреблять его можно, если только не забывать о вкладываемом в него физическом содержании.

Мы так долго и подробно останавливались на этом вопросе потому, что оборот "превращение массы в энергию" используется очень часто и притом такими физиками, которых никак уж нельзя заподозрить в непонимании сути дела. Просто это очень удобный и универсальный термин, который кратко характеризует рассматриваемую проблему независимо от конкретного вида энергии покоя (см. ниже). В связи с этим мы тоже иногда будем пользоваться этим термином, отмечая упомянутую выше тонкость кавычками. Проанализируем проблему "превращения массы в энергию" более подробно.

Как указывалось в § 20, п. 1, полная энергия любого тела (элементарной частицы, атомного ядра, атома, молекулы, кристалла, макрорепродукта и т.д.) состоит из двух частей: пассивной (скрытой) энергии покоя  $E_0$ , большая часть которой в обычных условиях никак не проявляется, и активной кинетической энергии  $T$ , которую легко использовать в практических целях:

$$E = E_0 + T. \quad (137)$$

Согласно закону сохранения энергии, полная энергия  $E$  остается неизменной при любых процессах, однако этот закон не запрещает превращения энергии из одной формы в другую. В принципе возможны как процессы превращения энергии покоя  $E_0$  в кинетическую энергию  $T$ , так и обратный процесс преобразования кинетической энергии  $T$  в энергию покоя  $E_0$ . В соответствии с соотношением

$$E = Mc^2 \quad (138)$$

первый процесс должен сопровождаться уменьшением массы ("превращение массы в энергию"), а второй — увеличением массы ("превращение кинетической энергии в массу").

Особенно заманчив процесс преобразования энергии покоя в кинетическую энергию ("превращение массы в энергию"), так как при обычных условиях  $E_0 \gg T$ , т.е. любое тело обладает огромным резервом неиспользуемой энергии. Напомним, что в соотношении (138) коэффициент  $c^2 = 9 \cdot 10^{20} \text{ см}^2/\text{с}^2$ , так что мас-

се 1 г соответствует энергия покоя  $9 \cdot 10^{20} \text{ эрг} = 9 \cdot 10^{13} \text{ Дж}$ . В связи с этим даже ничтожно малое уменьшение массы покоя должно приводить к заметному возрастанию кинетической энергии.

Следующее утверждение вам может показаться вначале несколько странным: с "превращением массы в энергию" и обратно вы неоднократно имели дело и в физике, и в химии, и даже в повседневной жизни.

В самом деле, представьте себе, что вы открываете тяжелую дверь (например, при входе на станцию московского метро), которая снабжена сильной пружиной. Для того чтобы такую дверь открыть, надо произвести работу на сжатие (или скручивание) пружины, т.е. на увеличение ее потенциальной энергии на величину  $\Delta E$ . Потенциальную энергию можно рассматривать как составную часть энергии покоя. Но увеличение энергии покоя должно сопровождаться возрастанием массы покоя. Таким образом, скрученная пружина должна иметь массу покоя на  $\Delta M = \Delta E/c^2$  больше, чем нескрученная. Если открытую дверь отпустить, то под действием пружины она начнет двигаться. Накопленная потенциальная энергия, т.е. энергия покоя, будет переходить в кинетическую. При этом масса покоя пружины будет снова уменьшаться. Двери станций метро устроены так, что при закрывании они не задерживаются в закрытом положении, а проскакивают по инерции в противоположную сторону, поэтому (если трение мало) вы можете наблюдать "превращение массы в энергию" и обратно несколько раз.

Легко оценить, насколько увеличится масса пружины при ее скручивании. Работа, которую надо произвести при открывании двери, равна  $FS$ , где  $F$  — приложенная сила;  $S$  — путь, на протяжении которого она действует. Приняв, что  $F = 20 \text{ Н}$ ,  $S = 0,5 \text{ м}$ , получим  $FS \approx 10 \text{ Дж}$ . На столько изменяется энергия пружины при ее скручивании:  $\Delta E = 10 \text{ Дж}$ . Если массу пружины  $m$  принять равной 1 кг, то для энергии покоя получим  $E_0 = mc^2 = 1 \cdot 9 \cdot 10^{16} \approx 9 \cdot 10^{16} \text{ Дж}$ . Таким образом, в процессе скручивания энергия покоя пружины изменяется на  $\Delta E/E_0 = 1/10^{16}$ , т.е. масса скрученной пружины больше массы нескрученной пружины на  $1/10^{16}$ . В принципе увеличение массы пружины при ее закручивании можно проверить на опыте: закрученная пружина должна приобретать под действием некоторой силы *меньшее* ускорение, чем незакрученная. Однако на самом деле такой опыт поставить нельзя ввиду ничтожной малости эффекта.

Гораздо большие эффекты наблюдаются в химических процессах. Любая химическая реакция сводится к перестройке электронных оболочек атомов ("закручивание и раскручивание атомных пружин"). В результате таких перестроек энергия взаимодействия атомов изменяется. Следовательно, изменяется и масса взаимодействующих атомов. Уменьшению массы соответствуют экзотер-

мические реакции, сопровождающиеся *выделением* энергии в форме тепла, *увеличению* — эндотермические реакции, идущие с *поглощением* тепла. Здесь преобразующаяся энергия составляет уже измеримую долю всей энергии, но все-таки эта доля настолько мала (около 0,000001 %), что в химии наряду с законом сохранения энергии рассматривается закон сохранения *массы покоя*, т.е. изменением массы покоя в процессе химических реакций пренебрегают (считают, что масса покоя совсем не изменяется). Строго говоря, это неверно. Но на эту неточность ввиду ее малости химии идут сознательно.

Только в ядерных превращениях изменение массы покоя (при "закручивании ядерной пружины") по-настоящему заметно, так как достигает 0,1 — 0,5 % первоначального значения массы. Вы скажете: не так уж много! Действительно, по сравнению с аннигиляцией, где преобразуется вся (или почти вся) масса, уменьшение массы на 1/1000 невелико, но соответствующее ему возрастание кинетической энергии может оказаться громадным. Если вернуться к примеру с пулей, рассмотренному в § 8, то легко подсчитать, что из нее можно было бы извлечь (за счет 1/1000 доли массы) около  $10^{12}$  Дж энергии, что в 200 000 000 раз превышает кинетическую энергию пули.

Конечно, практически реализовать эту энергию очень и очень непросто. Далеко не все вещества пригодны как источники энергии. В частности, не годятся для этой цели ни свинец, ни сталь, из которых изготавливают пули, ни многие другие вещества. А те вещества, которые в принципе пригодны, очень трудно заставить отдать часть своей массы на "переработку в энергию". И все-таки физики преодолели добрую половину или даже, пожалуй, 3/4 этих трудностей.

Вы, конечно, уже догадались, что речь идет об атомной и термоядерной энергии. В первом случае энергия получается за счет "переработки" примерно 0,1 % массы самого тяжелого из существующих в природе веществ — урана, во втором — за счет "переработки" части массы наиболее легких веществ, например дейтерия. В каждой проблеме есть две задачи: мгновенное и медленное преобразование массы в энергию.

В первой проблеме полностью решены обе задачи: ученые и инженеры умеют освобождать атомную энергию как в мгновенном процессе взрывного типа (атомная бомба), так и в медленном управляемом процессе (ядерный реактор). В настоящее время атомная энергия широко используется в науке и народном хозяйстве.

Вторая проблема пока решена только наполовину — термоядерную энергию научились освобождать в мгновенном процессе взрывного типа (водородная бомба). Осуществление медленного управляемого термоядерного синтеза оказалось настолько сложной задачей, что сейчас пока трудно указать, когда она бу-

дет решена. Но она будет решена, так как эти трудности, по-видимому, не носят принципиального характера.

В принципе и эта, четвертая, задача разрешима. Вот об этой принципиальной стороне всех четырех задач мы и поведем сейчас речь: почему часть массы урана и дейтерия можно преобразовать в энергию? В чем заключается механизм закручивания и раскручивания "ядерных пружин"? Как можно автоматизировать этот процесс?

## § 22. ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ АТОМНОГО ЯДРА

*Что "тяжелее" — ядро или его нуклоны? — Что такое энергия связи? — Как "взвесили" ядра. — Можно ли реализовать энергию связи?*

В § 4 мы говорили, что любое атомное ядро состоит из некоторого числа ( $Z$ ) протонов и ( $A - Z$ ) нейтронов, удерживаемых вместе ядерными силами притяжения. Ядерные силы отличаются очень большой интенсивностью на расстояниях порядка  $10^{-13}$  см и чрезвычайно быстро ослабевают с ростом расстояния.

Представьте себе, что мы обладаем способом извлекать из ядра по очереди один за другим протоны и нейтроны\* и располагать их на таком расстоянии ( $\geq 10^{-12}$  см) друг от друга, чтобы ядерные силы между ними не действовали (кулоновским отталкиванием протонов пренебрегаем). Что можно сказать о суммарной массе всех извлеченных из ядра нуклонов по сравнению с массой ядра: больше, меньше, равна? Ответ на этот вопрос будет получен сразу же после того, как вы сообразите, что для извлечения из ядра нуклона надо произвести работу на преодоление ядерных сил притяжения (сравните с работой на открывание двери на станции метро). Эта работа пойдет на увеличение энергии ядерной системы при разделении ее на отдельные нуклоны. Поскольку ядерное притяжение очень сильное, эта работа и связанное с ней увеличение энергии должны быть достаточно велики.

Итак, энергия атомного ядра меньше энергии тех нуклонов, из которых ядро состоит. А так как  $E = Mc^2$ , то масса атомного ядра также меньше суммарной массы всех составляющих его нуклонов. Разность их значений, выраженная в энергетических единицах, называют энергией связи ядра  $\Delta W$ :

$$\Delta W = [Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{я}}]c^2. \quad (139)$$

\* Вы можете спросить, как это сделать? Ответ: неизвестно, но это неважно для мысленного опыта. Теоретики в подобных случаях говорят: "Возьмем руками протон и вынем его из ядра" или "Выключим рубильником электромагнитное взаимодействие" и т.п.



Энергия связи любого ядра положительна; она должна составлять заметную часть его энергии покоя.

Результат, который мы получили с помощью рассуждения, можно проверить на опыте. Опыт не только подтверждает сделанный вывод, но и позволяет получить числовые значения энергии связи ядер.

Физики уже сравнительно давно (в 1919 г.) научились "взвешивать" атомные ядра. В большинстве случаев ядра "взвешивают" с помощью специальных приборов, называемых масс-спектрометрами. Принцип работы масс-спектрометра заключается в сравнении характеристик движения частиц разных масс, но одинаковых электрических зарядов при прохождении их через электрическое и магнитное поля. Простейший расчет показывает, что частицы разных масс движутся по разным траекториям, сравнение которых и позволяет оценить различие в массе. Масса нейтральных частиц (например, нейтрона) может быть определена по энергетическому балансу одной из ядерных реакций с участием данной частицы.

В настоящее время массы всех ядер, а также протона и нейтрона известны с очень большой точностью. Если сравнить массы любого ядра с массой всех содержащихся в нем протонов и нейтронов, то во всех случаях первое число оказывается примерно на 1 % меньше второго. Таким образом, энергия связи ядра составляет приблизительно 1 % всей его энергии покоя. (Сравните с  $1/10^{16}$  частью, которую составляет энергия скрученной пружины относительно ее энергии покоя.) \*

Казалось бы, этот 1 % энергии покоя реализовать уже значительно проще, чем все 100 %. Ведь здесь не нужна встреча с антиядрами. Надо только научиться объединять разрозненные протоны и нейтроны в атомные ядра, и при таком объединении с неизбежностью должна выделяться энергия связи ядра. Энергия будет выделяться по той самой причине, по которой она поглощается при извлечении нуклонов из ядра. Действительно, для извлечения нуклонов из ядра надо было *затратить* энергию на совершение работы против ядерных сил притяжения ("закрутить ядерную пружину"). Теперь, наоборот, нуклоны движутся в направлении действия ядерных сил, благодаря чему и *появляется избыток* энергии ("ядерная пружина раскручивается").

Рассуждение наше совершенно справедливо, но решить задачу в такой принципиальной постановке не удастся из-за практической невозможности собрать в одном месте пространства необходимое число нейтронов и протонов и сблизить их до расстояния

\* Заметим, что иногда физики рассматривают гипотетические системы, энергия связи которых превышает 90% энергии покоя. Это так называемая кварковая модель с сильной связью, в которой адроны формируются из очень тяжелых кварков (см. § 41, п. 5).

порядка  $10^{-13}$  см. Таким образом, реализовать полную мощь "ядерной пружины", т.е. всю энергию связи ядра, мы не умеем\*.

Тем не менее задача освобождения внутриядерной энергии станет разрешимой, если пожертвовать еще один порядок величины и вести борьбу уже не за 1 %, а только за 0,1 % энергии покоя. Так как это тоже не малая величина (ведь  $c^2 = 9 \cdot 10^{20}$  см<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>), "овчинка стоит выделки".

## § 23. ДЕЛЕНИЕ И СИНТЕЗ ЯДЕР

*Какие ядра прочнее и почему? — Мысленный опыт с ядром урана. — Энергия синтеза. — Критерий Лоусона.*

Энергия связи  $\Delta W$ , которую мы ввели в предыдущем параграфе, только приблизительно составляет 1 % энергии покоя ядра. Если же мы заинтересуемся ее точными значениями для различных ядер и подсчитаем их по формуле (139), то убедимся, что они довольно сильно колеблются, в особенности у легких ядер. Энергия связи ядра водорода равна нулю (ведь это ядро состоит только из одного протона); энергия связи ядра дейтерия (тяжелый водород, ядро которого состоит из протона и нейтрона) составляет около 0,1 % его энергии покоя, ядра трития (сверхтяжелый водород, в ядре которого один протон и два нейтрона) — 0,27 %, гелия — 0,74 %, кислорода — 0,85 %. Для ядер, содержащих 50 — 60 нуклонов, энергия связи достигает 0,92 % энергии покоя, а для более тяжелых ядер постепенно уменьшается до 0,78 % (рис. 29). Таким образом, доля, которую составляет энергия взаимодействия нуклонов от энергии покоя, зависит от числа взаимодействующих нуклонов. С ростом числа нуклонов она сначала возрастает, а затем уменьшается. Другими словами, нуклоны особенно прочно связаны в средних (по массе) ядрах, слабее — в тяжелых и очень легких ядрах.

Главные причины различия в энергии связи разных ядер заключаются в следующем. Все нуклоны, из которых состоит ядро, можно условно разделить на две группы: внутренние и поверхностные. Внутренние нуклоны окружены соседними нуклонами со всех сторон, поверхностные же имеют соседей только с внутренней стороны (рис. 30). Поэтому внутренние нуклоны взаимодействуют с остальными нуклонами сильнее, чем поверхностные (вспомните поверхностное натяжение жидкостей).

\* В природных условиях (например, на Солнце), по-видимому, протекает процесс синтеза, который в конечном итоге сводится к объединению разрозненных нуклонов в атомные ядра с освобождением всей энергии связи (см. § 7). В лабораторных условиях удастся сблизить до расстояния порядка  $10^{-13}$  см только две частицы (элементарные или сложные, т.е. ядра), в результате чего происходит ядерная реакция.



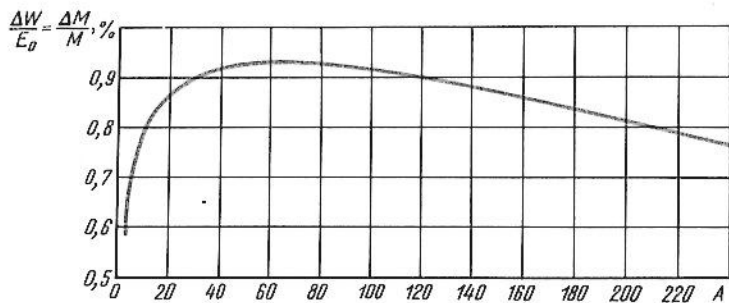


Рис. 29

Однако доля внутренних нуклонов особенно мала у легких ядер (у самых легких ядер все нуклоны можно считать поверхностными) и постепенно увеличивается по мере их утяжеления. Поэтому и энергия связи должна расти вместе с ростом числа нуклонов в ядре. Но этот рост не может продолжаться очень долго, так как начиная с некоторого достаточно большого числа нуклонов ( $A = 40 \div 60$ ) количество протонов в ядре становится настолько большим (практически в любом ядре протоны составляют не менее 40% общего числа нуклонов), что делается заметным их взаимное электрическое отталкивание даже на фоне сильного ядерного притяжения. Это отталкивание и приводит к уменьшению энергии связи у тяжелых ядер.

Различие в энергии связи разных ядер может быть использовано для освобождения внутриядерной энергии. Это видно из следующего мысленного опыта.

Рассмотрим ядро урана, которое представляет собой систему из 238 сильно взаимодействующих тесно расположенных нуклонов. Пусть масса этой системы равна  $M_U$ . Увеличим размеры системы настолько, чтобы входящие в нее нуклоны перестали взаимодействовать

(предполагается, что электромагнитное взаимодействие "выключено"). Так как для этого нам придется произвести работу против ядерных сил притяжения, то в систему должна быть внесена добавочная энергия, равная энергии связи  $\Delta W$ , которая пойдет на увеличение массы системы. Из рис. 29 видно, что это увеличение массы  $\Delta M/M = \Delta W/E$  при  $A = 238$  составляет около 0,8%, так что общая масса системы из 238 невзаимодействующих нуклонов равна  $1,008 M_U$ .

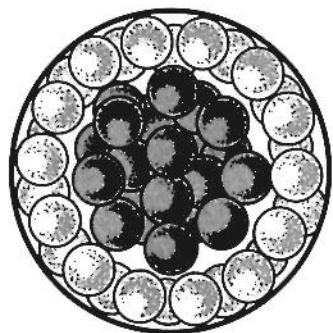


Рис. 30

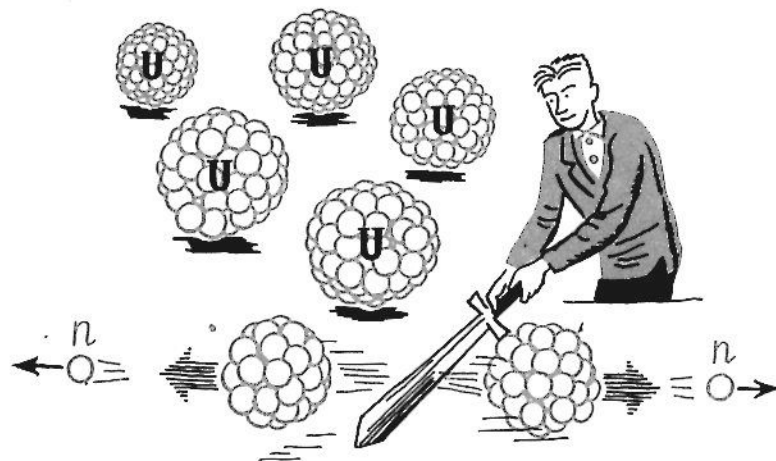


Рис. 31

Если теперь разрешить нуклонам вновь объединиться в ядро урана, то масса системы снова уменьшится на 0,8%, т.е. вернется к прежнему значению  $M_U$ , и вся энергия, затраченная на извлечение нуклонов из ядра, освободится. Разумеется, никакого выигрыша или проигрыша в энергии при этом не будет. Однако если мы позволим нуклонам объединиться не в одно ядро урана, а в два ядра меньших размеров (по 119 нуклонов в каждом), тогда в соответствии с рис. 29 масса невзаимодействующей системы уменьшится не на 0,8%, а на 0,9%, т.е. на *большую величину, чем возросла* при расширении системы. В результате суммарная масса двух половинных ядер окажется равной  $0,999 M_U$ , т.е. на 1/1000 меньше массы исходного ядра урана.

Нетрудно догадаться, что нет никакой необходимости вынимать из урана все нуклоны, а затем складывать их в две кучки меньших размеров. Тот же самый результат получится, если мы просто "разрежем" ядро урана пополам (без предварительного извлечения из него нуклонов, рис. 31). И в этом случае суммарная масса обеих половинок будет также равна  $0,999$  массы исходного ядра, а избыток (0,1%) массы ядра урана "превратится в энергию". В этом и заключается принцип получения энергии из урана. Процесс "разрезания" ядра на две половинки (на самом деле они получаются неравными) называется *делением* урана.

В рассмотренном рассуждении особенно хорошо видна ценность "постановки" невыполнимых практически, но простых и наглядных по идее мысленных опытов. В данном случае такой опыт привел нас к *практически осуществимому* (в принципе) способу получения энергии из ядра урана. Конечно, от слова "в

принципе" до действительного осуществления — дистанция очень большого размера. У вас, вероятно, сразу же возник ряд вопросов по этому поводу. Например, каким "ножом" резать ядра урана? Как сделать процесс разрезания ядер урана массовым и длительным (или, наоборот, мгновенным)? Почему мы все время говорим только об уране, хотя проведенное рассуждение в *принципе* справедливо для всех тяжелых ядер? Однако этот разговор мы отложим до гл. 6, в которой будет рассказано о том, как физики преодолели колоссальные научные и практические трудности, прежде чем они заставили уран служить человечеству.

В заключение этого параграфа несколько слов о другом принципиальном вопросе: откуда берется энергия при синтезе легких ядер, т.е. при слиянии их в более тяжелые? Здесь все обстоит вполне аналогично делению. Дело в том, что при *слиянии легких ядер*, так же как и при *делении тяжелых*, получаются более прочные (более устойчивые) ядра (с большей взаимосвязанностью нуклонов), чем исходные. Другими словами, энергия, которую надо затратить, чтобы "вынуть" из двух легких ядер все нуклоны, меньше энергии, которая выделится при слиянии всех этих нуклонов в одно крупное ядро. Так же как в случае деления, это заключение остается справедливым и для процесса слияния ядер без предварительного "разбора" их на нуклоны. Поэтому *при слиянии легких ядер должна выделяться энергия*. Количественно энергия синтеза, приходящаяся на единицу массы, может в несколько раз превосходить удельную энергию деления. Проблема практического осуществления синтеза весьма сложна. Мы уже говорили, что она решена пока только наполовину: освоен взрывной синтез. На пути осуществления управляемой термоядерной реакции встретились большие трудности, которые пока еще не удалось преодолеть.

Во всех современных установках выделяемая энергия меньше поглощаемой. Известно, что для того, чтобы выделяемая энергия превысила поглощаемую, должен выполняться так называемый критерий Лоусона. Согласно этому критерию плотность  $n$ , температура  $T$  и время удержания  $\tau$  дейтерий-тритиевой плазмы должны удовлетворять условию

$$n\tau = (2 - 3) \cdot 10^{14} \text{ см}^3 \cdot \text{с}, \quad T = 10^8 \text{ К.}$$

В принципе этим требованиям можно удовлетворить двумя способами: либо сравнительно медленным ( $\tau \geq 0,1$  с) нагреванием плотной ( $n \geq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) плазмы большого объема (сотни кубических метров) до температуры  $T = 10^8 \text{ К}$ , либо сверхбыстрым (около  $10^{-9}$  с) нагреванием конденсированного термоядерного вещества очень малого объема (около  $1 \text{ мм}^3$ ). В настоящее время в СССР и за рубежом ведутся работы как по первому, так и по второму направлению (см. также § 7).

Мы ставим задачу создать атомную энергетику, которая... будет экономически более выгодной, нежели угольная энергетика.

И.В. Курчатов

## § 24. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ

*Кто, как и когда открыл деление. — Почему продукты деления радиоактивны? — Вторичные нейтроны.*

В предыдущей главе было показано, что при разделении тяжелого ядра на две половинки должна освобождаться энергия, так как суммарная масса обеих половинок меньше исходного ядра. Различие в массе достигает 0,1%. Поэтому энергия, выделяющаяся на каждое делящееся ядро, очень велика. Она составляет около 200 МэВ.

Реакция деления была открыта в 1938 г. немецкими радиохимиками Ганом и Штрассманом, которые, облучая уран нейтронами, обнаружили образование ядер элемента  $_{56}\text{Ba}$ , отстоящего от урана по заряду на целых 36 единицы. Этот результат казался совершенно необъяснимым, так как ожидалось, что при облучении урана нейтронами должен получаться  $\beta^-$ -радиоактивный изотоп урана  $^{239}\text{U}$ , который после  $\beta^-$ -распада превращается в трансурановый элемент нептуний  $_{93}\text{Np}$ .

Объяснение было дано Фришем и Мейтнер, которые высказали гипотезу о неустойчивости ядра урана при его деформации. При захвате нейтрона ядро урана возбуждается и приходит в колебания, которые в некоторых случаях могут привести к разрыву ядра на две части (*осколки деления*). Заряд и масса каждого осколка примерно равны половине заряда и массы ядра урана (рис. 32). Позднее было установлено, что осколки деления имеют довольно широкий спектр масс, который изображается кривой с двумя максимумами, соответствующими *легким* и *тяжелым* осколкам (ЛО и ТО). Средние значения масс (и зарядов) легких и тяжелых осколков деления удовлетворяют соотношению  $\bar{M}_{\text{ЛО}} : \bar{M}_{\text{ТО}} = \bar{Z}_{\text{ЛО}} : \bar{Z}_{\text{ТО}} = 2 : 3$ .

Благодаря действию кулоновских сил отталкивания между образовавшимися осколками последние разлетаются в разные стороны с большой скоростью. Расчет показывает, что приобретаемая ими кинетическая энергия составляет значительную долю всей энергии деления, поэтому деление можно обнаружить по *физическому* эффекту ионизации, что несравненно проще *химического* метода идентификации осколков.



Рис. 32

Гипотеза Фриша и Мейтнер позволяет предсказать еще два важных свойства осколков деления. При разделении ядра урана на два осколка все  $Z$  протонов и все  $N$  нейтронов ядра урана распределяются между этими осколками, поэтому в осколках должно быть примерно такое же соотношение между  $Z$  и  $N$ , что и в уране:

$$N_{\text{оск}}/Z_{\text{оск}} = N_U/Z_U = 146/92 = 1,6. \quad (140)$$

Но это соотношение не типично для стабильных изотопов средних ядер периодической таблицы (к которым относятся осколки). Например, для ядра  ${}_{56}^{137}\text{Ba}$  значение  $N/Z = 1,45$ , а не 1,6. Таким образом, осколки, образующиеся при делении, *перегружены* нейтронами, а следовательно, они должны быть  $\beta^-$ -радиоактивными и могут испускать нейтроны.

Все описанные свойства осколков деления были подтверждены экспериментально. Процесс деления действительно сопровождается образованием высокоэнергетических ( $\bar{T}_{\text{оск}} \approx 170$  МэВ)  $\beta^-$ -радиоактивных осколков, испускающих нейтроны. При делении одного ядра урана в среднем испускается 2,4 нейтрона\*. Эти нейтроны называют *вторичными нейтронами* или *нейтронами деления*. Их средняя кинетическая энергия  $T_n \approx 2$  МэВ.

В первых опытах по изучению реакции деления было обнаружено еще несколько свойств этой реакции.

1. Кроме ядер урана при облучении нейтронами делятся также ядра тория и протактиния.

2. Эффект для урана возрастает, если использовать медленные нейтроны.

3. Существует процесс *спонтанного* (самопроизвольного) деления, который наблюдается без облучения урана нейтронами. Это явление было обнаружено в 1940 г. советскими физиками К.А. Петряком и Г.Н. Флоровым, работавшими в лаборатории И.В. Курчатова.

Эти и другие особенности реакции деления могут быть объяснены при помощи теории деления, построенной на основе предложенной незадолго перед этим (в 1938 г.) Н. Бором каплевой модели ядра.

\* Вы, конечно, понимаете, что ядро не может испустить 0,4 нейтрона. Конкретное ядро испускает либо 1, либо 2, либо 3, 4, 5 нейтронов, а иногда и совсем ни одного, но в среднем 2,4, т.е. 100 ядер испускают 240 нейтронов.

## § 25. КАПЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Ядро и капля. — Как вычисляют массу атомных ядер. — "Параметрическая болезнь". — Притча об искусственном слоне.

Согласно Бору, атомное ядро можно представить себе в виде сферической капли из специфической ядерной материи, которая некоторыми своими свойствами (несжимаемость, насыщение ядерных сил, "испарение" нуклонов) напоминает жидкость. В связи с этим на ядерную каплю можно попытаться распространить и некоторые другие свойства капли жидкости. К числу этих свойств относятся, например, поверхностное натяжение, о котором мы говорили в § 23, дробление капли на более мелкие (деление ядер), слияние мелких капелек в одну большую (синтез ядер). Учитывая эти свойства (общие для жидкости и ядерной материи), а также специфические свойства ядерной материи, вытекающие из принципа Паули и наличия электрического заряда, можно получить полуэмпирическую формулу, которая позволяет вычислять энергию связи  $\Delta W$  (а значит, и массу  $M_A$ ) любого ядра, если известен его нуклонный состав ( $Z$  и  $A$ ). Эта формула впервые была получена Вейцекером и потому часто называется его именем. Она выглядит так:

$$\Delta W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4},$$

или с учетом формулы (139):

$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A} - \delta A^{3/4}, \quad (141)$$

где  $\alpha, \beta, \gamma, \zeta, \delta$  — коэффициенты, одинаковые для всех ядер (Строго говоря, коэффициент  $\delta$  имеет три значения:  $\delta = +|\delta|$  для ядер с четным  $A$  и четным  $Z$ ;  $\delta = -|\delta|$  для ядер с четным  $A$  и нечетным  $Z$ ;  $\delta = 0$  для ядер с нечетным  $A$ .)

Обращаем ваше внимание на то, что в формуле всего пять коэффициентов, а она дает достаточно точные значения энергий связи (и масс) очень многих (больше сотни) ядер. Это обстоятельство делает формулу универсальной и очень ценной для анализа различных свойств ядер.

Малое число параметров (по сравнению с числом предсказываемых величин) является обязательным условием каждой хорошей теории. К сожалению, некоторые физики иногда забывают об этом и "заболевают" специфической "параметрической



болезнью", т.е. вводят в свои новые теории излишнее число параметров. А с помощью лишних параметров можно объяснить все что угодно!

Многие из вас, как мы надеемся, со временем станут физиками. Поэтому нам кажется уместным сделать здесь небольшое отступление и рассказать одну старую забавную историю, которую впервые обнародовал в 1948 г. Я.Г. Дорфман.

В 1924 г. группа физиков-теоретиков предложила для объяснения сверхтонкой структуры оптических спектров весьма неправдоподобную теорию, которая, однако, давала хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными (семь случаев). Через некоторое время эта теория была очень зло раскритикована другим физиком, который утверждал, что полученное согласие носит случайный характер. Свое заключение он подтвердил весьма наглядным (и очень обидным для авторов теории) способом.

Фамилия одного из авторов теории содержала семь букв, из них пять разных. Физик-оппонент приписал каждой из этих букв ее порядковый номер в латинском алфавите и принял полученные числа в качестве "параметров". Комбинируя затем эти числа достаточно произвольным способом, он пришел к столь же хорошему согласию с экспериментом, как и авторы теории!

Здравомыслящие физики понимают недопустимость введения многих параметров в теорию и иногда так же язвительно-издевательски, как и в приведенном случае, иногда просто в шутивно-предостерегающей манере напоминают об этом. В качестве примера расскажем еще одну забавную историю.

В 70-е годы параметрическая болезнь некоторых теоретиков снова начала принимать опасную форму. Это было связано с тем, что в то время физики много занимались проблемой сильных взаимодействий, относительно природы которых очень мало было что известно и, значит, имелись большие возможности для различных предположений. В частности, опасность заболеть параметрической болезнью нависла над авторами многочисленных схем *унитарной симметрии*, в которых делались попытки (иногда удачные) увязать между собой свойства всех сильновзаимодействующих частиц — адронов (см. § 41).

По-видимому, желая напомнить своим собратьям о параметрической болезни, физик-теоретик Липкин (известный недюжинным даром популяризации труднейших вопросов теоретической физики *для физиков*) взял в качестве эпиграфа к одной из своих статей, посвященной унитарной симметрии, следующее выражение: "Give me three parameters and I can fit an elephant. With four I can make him wiggle his trunk . . ." В переводе на русский язык это означает: "Дайте мне три параметра, и я сделаю слона (т.е. подгоню теорию под слона, создам теоретического слона — К.М.). С четырьмя (параметрами) я заставлю его помахивать хоботом!" А "пятипараметровый" слон, добавив мы от себя, сможет придумать многопараметровую теорию.

Конечно, это шутка, но, как говорится, "сказка — ложь, да в ней намек . . ." С большим числом параметров можно построить такую теорию, которая сколь угодно хорошо будет объяснять любую галиматью! Так что если вы станете физиком-теоретиком, не увлекайтесь параметрами!

## § 26. ТЕОРИЯ ДЕЛЕНИЯ

*Сделаем из капли две. — Параметр деления. — Барьер деления. — Спонтанное деление.*

Как мы уже говорили, капельная модель ядра и основанная на ней полуэмпирическая формула для его энергии связи (и массы) не страдают избыточным числом параметров и поэтому дают правильные результаты. Универсальный характер формулы позволяет применять ее для анализа изменения некоторых свойств ядер при изменении числа содержащихся в них протонов и нейтронов. В частности, полуэмпирической формулой можно воспользоваться для того, чтобы количественно рассчитать явление деления тяжелого ядра.

Теория деления была построена Бором, Уилером и советским физиком Я.И. Френкелем в 1939 г. Идея теории заключается в использовании полуэмпирической формулы для вычисления изменения массы покоя любого ядра (с произвольными  $Z$  и  $A$ ) при его делении на две части. Основные результаты, полученные в теории деления, можно сформулировать в виде следующих четырех пунктов\*.

1. Деление ядер энергетически выгодно (сопровождается преобразованием некоторой части энергии покоя в кинетическую энергию), если заряд  $Z$  и массовое число  $A$  делящегося ядра удовлетворяют условию

$$Z^2/A > 17. \quad (142)$$

Соотношение (142) выполняется для всех ядер, которые тяжелее ядра серебра. Однако деление становится практически возможным только при достаточно больших значениях  $Z^2/A$  (см. п. 2 и 3). Величину  $Z^2/A$  называют *параметром деления*.

2. Энергия покоя  $E^0$  (и, следовательно, масса) делящегося ядра в процессе его деформации, ведущей к делению (см. рис. 32), меняется от первоначального значения  $E_{\text{я}}^0$  до конечного  $E_{\text{оск}}^0$  не монотонно, а вначале проходит через максимум (рис. 33). Высота максимума  $W_f$  над уровнем первоначальной энергии ядра называется *барьером деления*.

Барьер деления  $W_f$  уменьшается с ростом  $Z^2/A$ . Он равен около 50 МэВ при  $Z^2/A \approx 20$  (серебро), 8 — 6 МэВ при  $Z^2/A = 35 \div 36$  (торий — уран) и нулю при  $Z^2/A = 45 \div 50$  (гипотетический элемент с  $Z \approx 120 \div 125$ ). Энергия деления  $Q_f$  растет с  $Z^2/A$ .

\* Теория настолько проста, что она вполне под силу любознательному читателю со средним образованием. Желающие могут познакомиться с ней в учебниках по ядерной физике, например в книге автора, упомянутой в списке литературы.



3. Чтобы деление произошло быстро (практически мгновенно), в ядро необходимо внести энергию возбуждения  $W$ , превышающую барьер деления:

$$W \geq W_f.$$

(143)

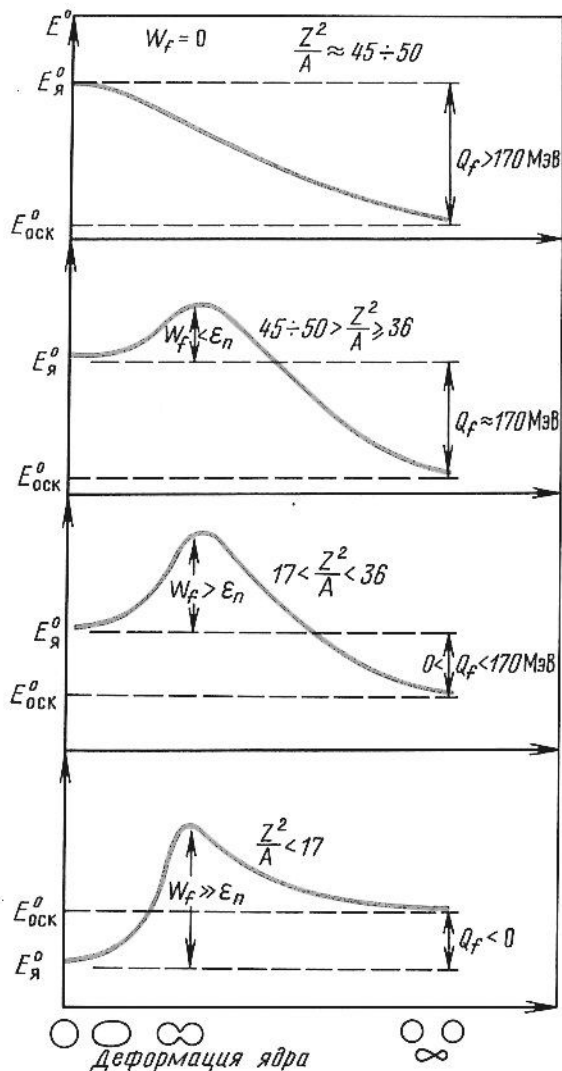


Рис. 33

Так как барьер деления относительно невелик для ядер с  $Z^2/A \geq 36$  (торий, протактиний, уран и трансурановые элементы), осуществить деление этих ядер сравнительно легко. Для этого достаточно использовать нейтроны энергией  $T_n > 1$  МэВ, а некоторые изотопы этих элементов ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{230}\text{Th}$ ) делятся от медленных нейтронов ( $T_n \approx 0$ ), т.е. для их деления достаточно энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона  $W = \epsilon_n$  (потому что  $W_f < \epsilon_n$ ).

4. Ядро может также делиться самопроизвольно (спонтанное деление) за счет квантовомеханического туннельного эффекта (ср. с § 18, п. 2). Период полураспада для спонтанного деления урана очень велик (порядка  $10^{16}$  лет), но быстро уменьшается с ростом  $Z^2/A$  (до десятых долей секунды у 104-го элемента). При  $Z^2/A \approx 45 \div 50$  ( $Z = 120 \div 125$ ) период полураспада должен быть порядка ядерного времени.

## § 27. ЦЕПНАЯ РЕАКЦИЯ ДЕЛЕНИЯ

*Танец с саблями. — Где взять нейтроны? — Почти по Мюнхгаузену. — Все начинается с "харакири". — Коэффициент размножения.*

Итак, нам известны как способ "превращения массы в энергию" — реакция деления, так и тот "нож" (нейтрон), которым можно "разрезать" (разделить) ядро. Мы знаем, почему одни ядра оказываются для данного "ножа" достаточно "мягкими", а другие он "разрезать" не может. Но ответа на самый важный вопрос: как сделать процесс деления ядер урана *массовым* и *длительным* (или, наоборот, *мгновенным*) — мы с вами пока не имеем. А именно от этого ответа зависит решение задачи о практическом использовании атомной энергии.

Из общих соображений ясно, что для массовости явления надо "резать" много ядер. При этом для взрывного процесса нужно все ядра "порезать" за возможно короткое время, для управляемого процесса надо, чтобы в каждую единицу времени погибало определенное (и достаточно большое) число ядер. Выходит, что для массовости и непрерывности процесса надо, чтобы в любой момент времени было много ядер и много нейтронов. Ядер можно заготовить впрок сколько угодно, а с нейтронами дело обстоит куда хуже. Дело в том, что нейтроны в свободном виде могут существовать только в движущемся состоянии. Так что если уж их сравнивать с чем-то режущим, то, пожалуй, они больше всего напоминают стремительно рассекающие воздух сабли из известного танца А. Хачатуряна. Так же как и хачатуряновские сабли, нейтроны всегда находятся в движении. Только скорость у нейтронов побольше. Даже самые медленные из них (тепловые) имеют скорость 2,2 км/с, т.е. движутся в десятки

раз быстрее самых быстрых сабель\*. Есть еще одна особенность. Танец с "саблями" Хачатуряна всегда кончается вполне мирно. Сабли замирают, и их вкладывают в ножны до следующего выступления. "Танец" нейтронов всегда кончается для них трагически. Либо нейтрон захватывается ядром и делит его ("сабля" разрушает ядро, но застревает в нем сама), либо просто захватывается ядром, превращая его в  $\beta^-$ -радиоактивный изотоп ("сабля" "ранит" ядро, но опять же застревает в нем), либо, наконец, уходит за пределы установки (сабля вылетела из рук). Таким образом, во всех случаях нейтрон выходит из дальнейшей игры. Есть, правда, еще один вид взаимодействия нейтронов — рассеяние, после которого он теряет часть своей энергии ("сабля" отскакивает от ядра, замедлив свое движение), но по-прежнему может делить ядро урана, правда, только его изотоп  $^{235}\text{U}$  (медленно движущаяся "сабля" рубит только самые "мягкие" ядра и застревает в более "жестких").

Итак, максимум, что может сделать один нейтрон, — это разделить одно ядро. Таким образом, чтобы разделить  $n$  ядер, надо иметь  $n' > n$  нейтронов. Для осуществления взрывного процесса эти  $n'$  нейтронов должны появиться практически одновременно (весь процесс взрыва длится всего одну микросекунду!). Для осуществления медленного управляемого процесса это количество нейтронов надо вводить в действие постепенно и притом регулируемые порциями. Спрашивается, где взять такие огромные потоки нейтронов? Их не может обеспечить ни ускоритель, ни, тем более, источник. Ведь число требующихся нейтронов превышает число ядер, которые надо разделить. Такое сопоставление может привести в отчаяние. Но оно же может и подсказать возможный выход. В самом деле, в каждом ядре урана имеется более 140 нейтронов. Вот если бы из них парочку позаимствовать и сделать эту операцию для каждого ядра, тогда из  $n$  ядер мы извлекли бы  $2n$  нейтронов. Тем самым проблема получения огромного числа нейтронов была бы решена и притом самым естественным способом. Правда, такое рассуждение чем-то напоминает мюнхгаузеновское вытаскивание самого себя за волосы. В самом деле, не может же нейтрон из данного ядра разделить само это ядро?! Действительно, свое ядро не может. Но какое-нибудь соседнее может! (Себя за волосы не поднимаешь, а соседа можно.)

События развиваются следующим образом. Представьте себе, что одно из наших  $n$  ядер уранового куска разделилось либо в результате спонтанного деления (ядро делает себе "харакири"), либо под действием космического нейтрона ("убийца из космоса"). Тогда осколки этого ядра испускают несколько (в среднем около 2,4) вторичных нейтронов со средней энергией  $\bar{T}_n = 2$  МэВ.

Судьба этих нейтронов может быть самая разнообразная. Они могут разделить другие ядра урана, или захватиться ими без деления, или испытать (неупругое либо упругое) рассеяние, или, наконец, просто вылететь за пределы куска урана. Предположим для определенности, что из испускающихся 2,4 нейтрона два вызывают деление двух других ядер (а 0,4 нейтрона идет на все остальные процессы). При делении этих ядер снова возникнут вторичные нейтроны, но теперь уже не 2,4, а  $2,4 \times 2 = 4,8$ . Четыре из них разделят четыре ядра и т.д. В результате каждое новое поколение нейтронов будет возрастать вдвое, т.е. будет происходить *размножение нейтронов*. Отношение чисел нейтронов, вызывающих деление в данном и предыдущем поколениях, называется *коэффициентом размножения  $k$* . В рассмотренном идеализированном случае коэффициент размножения  $k = 2$ . При  $k = 2$  в каждом новом поколении удваивается не только число нейтронов, но и число делящихся ядер, а значит, и выделяющаяся энергия. А так как время жизни одного поколения чрезвычайно мало (до  $10^{-9}$  —  $10^{-8}$  с для быстрых нейтронов), число нейтронов, делящихся ядер и мощность установки должны расти очень быстро. В результате развивающийся процесс может за очень короткое время охватить все или значительную часть ядер данного куска урана и произойдет взрыв.

Взрыв можно предотвратить, если при некоторой достигнутой мощности стабилизировать процесс размножения нейтронов,

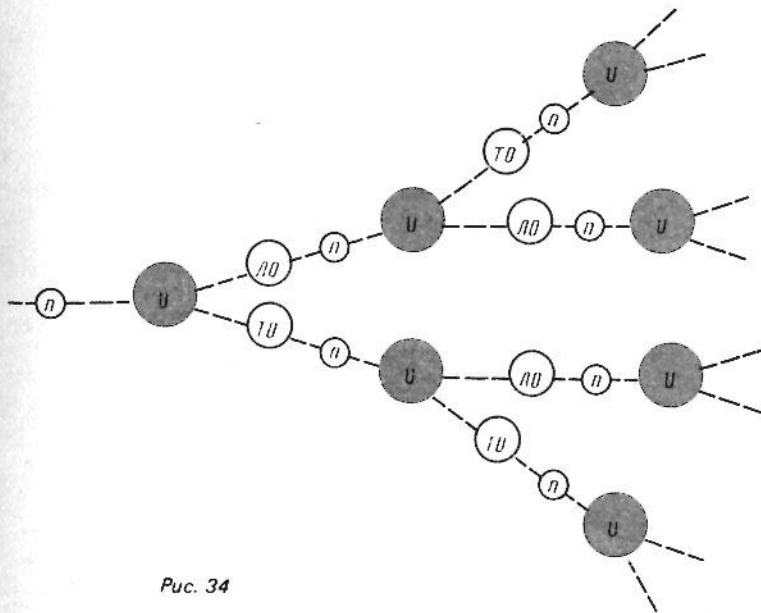


Рис. 34

\* Мы не рассматриваем здесь совсем медленных, так называемых ультрахолодных нейтронов, которых очень мало (см. § 3).

т.е. сделать коэффициент размножения нейтронов равным единице ( $k = 1$ ). В этом случае установка будет произвольно долго работать на этой мощности (пока не будет достигнуто значение  $k < 1$ , т.е. пока не израсходуется весь избыточный уран). Стабилизировать процесс размножения нейтрона можно введением в установку веществ, сильно поглощающих нейтроны. Этим же способом можно сделать  $k < 1$ , т.е. заставить процесс затухнуть.

Описанный процесс называется *цепной реакцией деления*. Схема цепной реакции изображена на рис. 34.

Конечно, мы обрисовали цепную реакцию деления очень грубо. На самом деле коэффициент размножения реальной системы реакторного типа лишь ненамного превышает единицу. Типичным значением коэффициента размножения для первых ядерных реакторов является  $k = 1,005$ . Это означает, что число нейтронов, вызывающих деление, число разделившихся ядер и выделяющаяся энергия увеличиваются в каждом новом поколении не в 2 раза, как мы считали в грубой схеме, а всего на 0,5%. Правда, для управляемого процесса малость  $k$  не является недостатком, так как величина  $k$  определяет только время достижения данной мощности, а не ее конечное значение. Более того, систему с малым  $k$  легче сделать управляемой, чем систему с большим  $k$ . Однако из того, что  $k$  оптимальной системы всего на 0,5% превышает единицу, легко себе представить те трудности, которые пришлось преодолеть, чтобы перейти рубеж  $k = 1$ .

## § 28. ПРАКТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ ЧЕЛОВЕКОМ И ПРИРОДОЙ

### 1. КАК ЭТОГО ДОБИЛИСЬ ЛЮДИ

*Трудности проблемы. — Разбухающая сабля. — Опасный противник. — Читатель в плену. — Подвиг нейтрона. — Уран-графитовая решетка. — Критические размеры и критическая масса. — Атомная бомба и ядерный реактор. — Читатель отдыхает.*

Выше мы говорили о том, что вторичные нейтроны, возникающие в результате деления, имеют разную судьбу. Одни из них испытывают неупругое или упругое рассеяние, другие захватываются ядрами урана (или иных веществ, например примесей) без деления, третьи вылетают за пределы установки, не провзаимодействовав, и только небольшая часть (1,005 из 2,4, т.е. 1005 из 2400) вызывают деление ядер урана.

Роль каждого из перечисленных процессов была рассмотрена в теории цепной ядерной реакции, созданной в 1939 г. советскими физиками Я.Б. Зельдовичем и Ю.Б. Харитоном. Теоретическое рассмотрение показало, что осуществить урановую реакторную установку, для которой будет  $k > 1$ , в принципе можно.

Однако *построить* такую установку долго не удавалось. Слишком плохое было соотношение между перечисленными выше вредными и полезными процессами, в которых участвуют нейтроны. И только последовательная и упорная борьба за каждый нейтрон, а точнее говоря, за каждую "десятую и даже сотую долю" нейтрона из общего числа (2,4 на одно деление) привела к успеху. Обрисуем вкратце важнейшие этапы этой борьбы и главные условия, нерешимые для победы.

1. Прежде всего надо было добыть уран и освободить его от примесей, в особенности тех веществ, ядра которых активно захватывают нейтроны (бор, кадмий). Для этого пришлось разработать специальные методы очистки и контроля, так как для успеха дела требовалась особая, ранее никогда не достигавшаяся чистота материалов.

2. Изучение свойств урана показало, что он состоит (в основном) из двух изотопов:  $^{238}\text{U}$  (99,28%) и  $^{235}\text{U}$  (0,72%), причем для цепной реакции пригоден только  $^{235}\text{U}$  (которого очень мало), а  $^{238}\text{U}$  (которого в 140 раз больше) не только не пригоден, но даже вреден. Объясняется это тем, что изотоп  $^{238}\text{U}$  хотя и делится нейтронами, но только такими, энергия которых  $T_n > 1$  Мэв (ядро  $^{238}\text{U}$  можно "разрубить" только быстрым ударом "сабли"), да и то лишь в 20% случаев. Другими словами, из пяти быстрых нейтронов только один делит ядро  $^{238}\text{U}$ , а остальные четыре захватываются этими ядрами без деления или рассеиваются ими с уменьшением энергии ниже 1 Мэв. Так как при делении урана возникает не 5, а только 2,4 нейтрона, цепная реакция на этом изотопе урана невозможна.

В отличие от  $^{238}\text{U}$  ядро  $^{235}\text{U}$  хорошо тем, что оно делится нейтронами любой сколь угодно низкой энергии (от одного прикосновения "сабли"), причем вероятность деления даже растет по мере уменьшения энергии нейтронов (для разрезания данного числа ядер медленных "сабель" надо меньше, чем быстрых\*). В связи с этим для цепного процесса, идущего на ядрах  $^{235}\text{U}$ , рассеяние нейтронов не только не страшно, но даже полезно! С изотопом урана  $^{235}\text{U}$  можно осуществить цепной процесс деления как на быстрых, так и на медленных (в том числе тепловых) нейтронах. Но для этого нужно выделить из естествен-

\* Здесь начинается трудность классической аналогии. Учет квантовой механики требует приписать нашей "сабле" довольно странное свойство: ее размеры должны расти по мере уменьшения скорости (вспомните соотношение неопределенностей  $\Delta x \Delta p \approx \hbar$ ). Поэтому медленная "сабля" имеет больший радиус размаха, она захватывает большую область пространства, а вероятность встретить ядро в большей области также больше: большая "сабля" скорее "зацепит" ядро, чем маленькая (вспомните сказочного героя с оглоблей, который запросто справляется со многими противниками, вооруженными саблями или мечами).



ного урана чистый изотоп  $^{235}\text{U}$ , которого в нем содержится, как мы уже говорили, всего 0,72%. Очень трудная задача разделения изотопов для больших количеств урана была решена только в 1945 г. Тогда и была изготовлена первая атомная бомба, т.е. осуществлена цепная реакция деления на быстрых нейтронах. Значительно раньше (в самом конце 1942 г.) удалось осуществить цепную управляемую реакцию деления на ядрах  $^{235}\text{U}$  без выделения их из естественного урана.

Как же удалось нейтрализовать вредное влияние изотопов урана  $^{238}\text{U}$ ? Ведь в процессе соударения с ядрами  $^{238}\text{U}$  (которых в 140 раз больше, чем ядер  $^{235}\text{U}$ ) 80% быстрых нейтронов погибнет. Задача была решена очень остроумно.

Мы говорили, что  $^{235}\text{U}$  делится тепловыми нейтронами с большей вероятностью, чем быстрыми. К счастью, это превышение настолько велико, что для нейтронов тепловой энергии присутствие большого числа ядер  $^{238}\text{U}$  не страшно. Поэтому если бы при делении возникали тепловые нейтроны, то организовать управляемую цепную реакцию на естественном уране было бы сравнительно просто. Однако при делении образуются не тепловые нейтроны, а быстрые, для 80% которых ядра  $^{238}\text{U}$  являются опасным противником\*. Противник этот настолько беспощаден и силен, что единственным спасением от него для быстрых нейтронов может быть отступление, или, выражаясь аккуртнее, "временный отход для перегруппировки сил и обучения новой тактике боя". Вы, вероятно, догадываетесь, что эти перегруппировки и обучение заключаются в превращении быстрых нейтронов *вне* урановой среды в тепловые, для которых встречи с ядрами  $^{238}\text{U}$  относительно безопасны, а с ядрами  $^{235}\text{U}$  выгодны.

Итак, для решения проблемы требуется: а) вывести быстрые нейтроны, родившиеся при делении, из урановой среды; б) превратить их в тепловые; в) снова ввести их в урановую среду.

Как были решены эти задачи? Представьте себе, что, участвуя в маневрах или военной игре, вы попали в плен к "неприятелю" и готовите побег. Тогда среди прочих вопросов вы стараетесь выяснить, как велик участок территории, занятой "врагом". Ясно, что чем он меньше, тем ближе до своих, тем больше вероятность вырваться из плена, не встретившись с "противником". Из этого сравнения следует, что для того чтобы нейтроны, родившиеся в самом лагере "врага" (среди ядер урана), могли быстро и без больших потерь выбраться оттуда, необходимо уран брать не в виде сплошного массива, а в виде отдельных кусков, *блоков* сравнительно небольших размеров.

\* Для быстрого нейтрона опасен не только захват ядром  $^{238}\text{U}$  (без деления), но и рассеяние, потому что в результате последовательных актов рассеяния энергия нейтронов постепенно снижается и в конце концов попадает в опасную зону 5–200 эВ, где вероятность захвата нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$  колоссальна (*резонансный* или *селективный* захват нейтронов). В результате нейтрон погибает, так и не замедлившись до безопасной тепловой энергии. Вместе с тем упомянутый выше процесс деления  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами играет положительную роль, так как он несколько увеличивает коэффициент размножения нейтронов (примерно на 2%). Для систем с малым  $k$  это очень важно.

"Обучение" ускользнувших от "неприятеля" нейтронов новой тактике боя производится в "полевых условиях" в непосредственной близости от противника. "Военной академией" является *замедлитель* (см. § 3), т.е. вещество, ядра которого очень слабо захватывают, но интенсивно рассеивают нейтроны. [Подобными свойствами обладают очень хорошо очищенный графит, бериллий и тяжелая вода (использовать в качестве замедлителя простую воду в реакторах с естественным ураном нельзя, однако она может применяться в реакторах с ураном, обогащенным изотопом  $^{235}\text{U}$ ).] В процессе соударения с ядрами замедлителя нейтроны постепенно отдают им свою кинетическую энергию, т.е. *замедляются*, превращаясь в конечном счете в тепловые нейтроны. Средняя энергия тепловых нейтронов равна энергии теплового движения атомов замедлителя при данной температуре, поэтому столкновение теплового нейтрона с атомом замедлителя не приводит к дальнейшей передаче энергии. Обучение закончено! Нейтрон готов к бою! Он больше не боится ядер урана, а напротив, жаждет встречи с ними. И такая встреча в конце концов должна состояться, потому что тепловые нейтроны, блуждая от одного ядра замедлителя к другому, будут все время изменять направление своего движения и рано или поздно снова попадут в лагерь "противника" (в другие урановые блоки). Конечно, попав туда, нейтроны погибнут, но это будет не бессмысленный конец, а славный подвиг. Их гибель оправдана тем, что она сопровождается делением новых ядер  $^{235}\text{U}$  и образованием новых нейтронов в количестве, большем, чем число погибших. А эти новые нейтроны последуют примеру своих предшественников и, погибнув, разделят еще больше ядер.

Подводя итог нашим несколько "воинственным" рассуждениям, мы приходим к выводу, что для успеха дела надо размещать уран внутри замедлителя в виде отдельных блоков, отстоящих друг от друга на определенных расстояниях, подобно тому как размещены атомы (ионы) в кристаллической решетке. В связи с этим сходством соответствующая конструкция так и называется: *уран-графитовая решетка*. Уран-графитовая решетка образует *активную зону* ядерного реактора. [При использовании урана, обогащенного изотопом  $^{235}\text{U}$ , решетчатая конструкция активной зоны не обязательна. Такие реакторы с однородным (равномерным) распределением ядерного топлива называются гомогенными. Реакторы с неоднородным (решетчатым) распределением топлива называются гетерогенными.]

Применение уран-графитовой решетки с теоретически рассчитанными параметрами позволяет получить  $k > 1$  для естественного урана, если (опять если!?) будет выполнено еще одно важное условие.

Выше, когда мы говорили о превратностях судьбы вторичного нейтрона, среди прочих возможностей упомянули и вылет нейтрона за пределы установки. Ясно, что такой нейтрон будет потерян навсегда. Поэтому надо стараться, чтобы доля вылетающих нейтронов была возможно меньше, и попытаться возвращать обратно вылетевшие нейтроны. Как решаются эти задачи?



Число образующихся нейтронов пропорционально объему активной зоны установки, а число вылетающих нейтронов — ее поверхности. Чем больше отношение объема к поверхности, тем меньшая доля нейтронов вылетает за пределы установки. Из всех тел с заданным объемом наименьшей поверхностью обладает шар. Отсюда следует первое условие: активная зона установки должна иметь форму, по возможности близкую к сферической. Второе условие вытекает из того, что для сферических тел отношение объема к площади поверхности растет пропорционально радиусу, поэтому долю вылетающих нейтронов можно снизить, сделав активную зону установки достаточно больших размеров.

При некоторых размерах активной зоны потеря нейтронов может оказаться настолько малой, что будет достигнуто значение  $k \geq 1$ , т.е. станет возможным цепной процесс. Минимальные размеры активной зоны, при которых начинается цепная ядерная реакция деления, называют *критическими размерами*. Минимальная масса урана (или другого ядерного топлива), необходимая для достижения критических размеров, называется *критической массой*\*

Критическая масса атомной бомбы составляет всего несколько десятков килограммов, критическая масса управляемого реактора, работающего на естественном уране и графите, равна нескольким десяткам тонн. Соответственно критические размеры атомной бомбы очень малы (около 10 см), а реактора значительно больше (нескольких метров).

Критические размеры ядерной установки можно несколько уменьшить, если часть вылетевших нейтронов будет возвращаться обратно в активную зону. Это достигается применением *отражателя*, т.е. вещества с хорошими рассеивающими свойствами, которым окружают активную зону. Нейтроны, попавшие в отражатель, будут рассеиваться его ядрами, причем некоторые из них после рассеяния полетят назад, в активную зону.

Различный характер использования бомбы и реактора определяет и различие в способе достижения критических размеров. Для того чтобы взрыв был наиболее эффективным, ядерное топливо атомной бомбы должно достигать критических размеров непосредственно перед взрывом и притом за кратчайшее время. Для выполнения этих условий бомбу делают составной, т.е. состоящей из нескольких частей ядерного топлива, каждая из которых меньше критических размеров. В требуемый момент эти части мгновенно сближаются (с помощью обычного взрыва)

\* В связи с чувствительностью критической массы к форме может случиться, что подкритическое количество ядерного топлива, налитого тонким слоем в плоскую кювету, станет критическим, если его перелить в сферическую колбу. Это — почти чудо, но очень опасное!

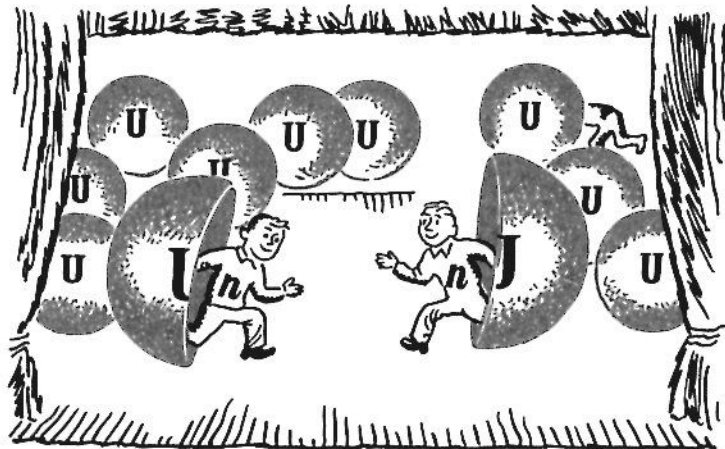


Рис. 35

между собой и образуют критическую массу. Чтобы цепной процесс охватил все топливо возможно быстрее, при конструировании бомбы добиваются наиболее короткого времени жизни ( $10^{-9} - 10^{-8}$  с) у каждого поколения нейтронов.

Ядерный реактор работает по другому принципу. Массу и объем ядерного реактора сразу же (в момент его сборки) делают больше критических значений. Однако цепная реакция в нем по желанию может быть подавлена введением специальных стержней, изготовленных из материалов, сильно поглощающих нейтроны. Для приведения реактора в действие стержни выдвигают из активной зоны. Для остановки реактора стержни вдвигают обратно. Превышение над критической массой делается достаточно большим, чтобы реактор мог долго работать без перезарядки топливом. Для облегчения управления реактором в его конструкции предусматривается возможность длительного существования каждого поколения нейтронов (до 0,1 с за счет *запаздывающих нейтронов*).

Первый ядерный реактор описанной конструкции был запущен в США под руководством итальянского физика Ферми 2 декабря 1942 г. Через четыре года в СССР под руководством академика И.В. Курчатова аналогичная задача была совершенно независимо решена заново: 25 декабря 1946 г. в Москве был запущен первый на материке Европы и Азии ядерный реактор.

Мы, вероятно, изрядно утомили читателя описанием трудностей, с которыми столкнулись физики при решении проблемы осуществления цепной ядерной реакции. В качестве отдыха предлагаем "посмотреть"

(а еще лучше поставить собственными силами) новый танец под названием "Цепная реакция", в котором показано, как все происходит, когда проблема уже решена (рис. 35).

Представьте себе, что вы сидите в зрительном зале. Открывается занавес, и вы видите на сцене много (желательно не меньше 15) больших шаров ("ядра урана"). У каждого шара сзади имеется отверстие, в которое предварительно пролез человек, но этого из зала не видно. Шары неподвижно стоят на некоторых расстояниях друг от друга. Из-за кулис выбегает танцор ("космический нейтрон"). Он некоторое время танцует между шарами, нелетая на них и отскакивая в сторону ("рассеяние нейтрона"). Наконец исчезает внутри одного из шаров ("захват нейтрона"). Этот шар начинает деформироваться, шевелиться ("ядро приходит в возбужденное состояние") и в конце концов раскалывается ("деление ядра") на две половины ("осколки деления"). Из каждой половинки выбегает по одному танцору ("вторичные нейтроны"), которые начинают стремительно носиться между шарами. Пустые полушария разлетаются в противоположные стороны ("кинетическая энергия осколков"). Побегав некоторое время, танцоры исчезают в недрах двух других шаров, с которыми происходит все то же самое, в результате чего число танцоров удваивается еще раз ("размножение нейтронов") и их становится уже четыре. Образовавшиеся же четыре движущихся полушария имитируют удвоение выделяемой энергии. Затем четыре новых танцора после непродолжительного танца попадают в другие четыре шара, "деление" которых приводит к образованию восьми полушарий — "осколков" и восьми танцоров — "вторичных нейтронов". Они, в свою очередь, "делят" восемь шаров и порождают уже шестнадцать танцоров. А дальше . . . дальше, очевидно, придется давать занавес, так как вряд ли удастся поместить на сцене больше пятнадцати больших шаров ( $1 + 2 + 4 + 8 = 15$ ).

Для большей аналогии с цепной реакцией постановку можно усложнить. Некоторые танцоры могут во время танца убежать с основной площадки сцены ("вылет нейтрона за пределы активной зоны"), а затем, оттолкнувшись от кулисы, возвращаться на нее (действие "отражателя"); другие танцоры, попадая в шары, могут создавать внутри них какие-нибудь вспышки ("радиационный захват нейтронов без деления"). Номер можно начать не с появления "космического нейтрона", а с имитации спонтанного деления — один шар раскалывается сам собой, а из него выбегают танцоры. Можно разнообразить число танцоров, выбегающих из шаров во время "деления" (два или три), и т.п.

Открытие цепной ядерной реакции деления наложило настолько сильный отпечаток на все последующее развитие ядерной физики, что 1942 и 1946 гг. можно считать датами нового рождения ядерной физики. О том, чего достигла ядерная физика за истекшие 40 лет этой своей второй жизни, как тесно переплелись ее достижения с достижениями других наук и какие задачи стоят перед ней сейчас, вы узнаете из следующих глав книги. Мы расскажем в них о применении ядерно-физических методов в химии, геологии, археологии, астрофизике и других науках, о достижениях в промышленности (мощные АЭС, АСТ и АТЭЦ, автоматика и др.), на транспорте (суда с атомными двигателями), в медицине и других областях деятельности человека.

## 2. ВОЗМОЖНА ЛИ ЦЕПНАЯ РЕАКЦИЯ ДЕЛЕНИЯ В ПРИРОДЕ?

*Что может и чего не может сделать природа? — Слетаем в прошлое. — Каким будет уран через 2 млрд. лет и каким он был 2 млрд. лет тому назад? — Реактор, который работал в течение 600 тыс. лет. — Автоматика природного реактора. — Как это узнали?*

Если вы внимательно прочли п. 1, то на вопрос, поставленный в заголовке, скорее всего, ответите отрицательно. Слишком специальное сочетание условий надо выполнить, чтобы такая реакция стала возможной. Среди них и сверхчистые уран и замедлитель, и определенное соотношение их концентраций, и блочное размещение урана внутри замедлителя, и большие размеры активной зоны, и наличие регулирующих стержней. При этом, как мы видели, в качестве замедлителя можно использовать сверхчистый графит, бериллий или тяжелую воду, которые в природе не встречаются, а простая вода может быть использована только в комбинации с обогащенным ураном, которого в природе опять же нет. И совсем уж невозможно представить себе, что в природе существуют какие-то регулирующие стержни.

Все это, конечно, справедливо, но не полностью. В наши дни природный реактор действительно существовать не может, однако раньше, в совсем древние времена, такой реактор вполне успешно и очень долго работал! Чтобы в этом убедиться, поставим следующий мысленный опыт. Сядем в машину времени\* и отправимся на ней в далекое прошлое, на 2 млрд. лет назад. Прибыв туда, мы неожиданно обнаружим, что одно из условий, выполнение которых необходимо для работы природного реактора, выглядело раньше существенно иначе, чем сейчас. Оказалось, что древний уран содержит не 0,72% изотопа  $^{235}\text{U}$ , а около 3%!

Объясняется этот странный на первый взгляд факт тем, что оба изотопа урана  $\alpha$ -радиоактивны и имеют разные периоды полураспада, причем  $T_{1/2} (^{238}\text{U}) \approx 6,5 T_{1/2} (^{235}\text{U})$ , т.е.  $^{235}\text{U}$  распадается заметно быстрее, чем  $^{238}\text{U}$ . Это означает, что например, через 2 млрд. лет содержание  $^{235}\text{U}$  в естественном уране будет составлять не нынешние 0,72%, а около 0,2%, и наоборот, 2 млрд. лет тому назад содержание изотопа  $^{235}\text{U}$  в уране составляло около 3%, т.е. естественный уран того далекого времени должен был обладать свойствами нынешнего обогащенного урана.

Таким образом, 2 млрд. лет тому назад в качестве замедлителя была пригодна обычная вода. Этим и воспользовалась при-

\* Где ее взять — придумайте сами.

рода, чтобы создать естественный ядерный реактор. В те далекие времена одно из месторождений урановой руды в Западной Африке представляло собой длинную широкую (до 0,9 км) и толстую (до 10 м) жилу, пронизанную грунтовыми водами. В разных местах жилы находились своеобразные глинистые линзы размерами до 20 x 1 м с большим содержанием урана (до 40%). Эти линзы и явились активными зонами естественного реактора, в которых могла развиваться цепная реакция деления.

Вы можете спросить: а как же обстояло дело с регулируемыми стержнями, т.е. как природа обеспечивала автоматизм работы своего реактора? Почему он не взорвался? Оказывается, такая автоматика, работающая без человека, действительно существует.

Известно, что цепная реакция деления обладает свойством температурной саморегулировки, сущность которой заключается в уменьшении коэффициента размножения  $k$  (см. § 27) с ростом температуры. Если значение  $k$  достаточно велико, то мощность и температура реактора начинают возрастать, что приводит к уменьшению  $k$  и последующему снижению мощности и температуры. Из-за этого  $k$  снова возрастает и вместе с ним растут мощность и температура и т.д. В результате мощность реактора в течение длительного времени сохраняется примерно на одном и том же уровне. Приблизительно такой же механизм саморегулировки мощности должен быть и у природного реактора. Так что и с этим вопросом все обстоит благополучно.

Наконец, последнее, что вы, вероятно, захотите спросить — а как же все это узнали? Кто рассказал? Сама природа и рассказала. Давно известно, что упомянутое выше процентное содержание  $^{235}\text{U}$  в естественном уране является своего рода мировой константой, которая зависит только от времени. Если момент времени фиксирован (настоящее время), то в каком бы месте земного шара ни добывалась урановая руда, в ее уране всегда содержится 0,72% изотопа  $^{235}\text{U}$ . Более того, такая же доля этого изотопа содержится и в уране лунного грунта, и в уране метеоритов. Поэтому, когда при очередном анализе урановой руды, добытой в Западной Африке, вместо 0,72% получилось 0,64%, это сразу насторожило физиков. Можно было предположить, что это уменьшение концентрации изотопа урана  $^{235}\text{U}$  произошло в результате его выгорания во время работы природного реактора. Эта версия подтвердилась обнаружением в руде избытка плутония и редкоземельных элементов, которые образуются в процессе цепной реакции. Количественная обработка результатов тщательного измерения концентрации всех этих продуктов реакции позволила оценить мощность реактора (около 25 кВт) и время его работы (примерно 600 тыс. лет).

Обнаружение следов работы природного реактора явилось одним из самых впечатляющих примеров неожиданных возможностей природы.

Наука только тогда достигает совершенства, когда ей удается пользоваться математикой.

К. Маркс

## § 29. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И МАТЕМАТИКА

*Взаимосвязь физики и математики. — Три типа задач. — Задача о случайных блужданиях и ее решение с помощью робота. — Сыграем в рулетку. — Бумажный человечек. — Метод Монте-Карло. — Бильярд втемную. — Сложная игра микрочастиц. — Расчет коэффициента размножения.*

Думается, что в век атомной энергии, космонавтики и электронных вычислительных машин нет необходимости доказывать неразрывную связь физики и математики. После того как научились вести "прицельную стрельбу" по Луне, Венере и Марсу, роль математики в физике стала очевидной даже самым неискушенным в науке людям.

Конечно, ядерная физика и физика элементарных частиц не являются исключением из общего правила, и их развитие также очень тесно переплетено с развитием математики. Исключительная роль математики в ядерной физике уже не раз подчеркивалась в этой книге и на примерах создания таких всеобъемлющих теоретических концепций, как теория относительности (см. гл. 2) или квантовая механика (см. гл. 3), и на примере открытия "на кончике пера" второй половины мира (уравнение Дирака, см. § 18 и 40), и на многочисленных примерах объяснения известных или предсказания неизвестных явлений менее крупного масштаба, например, объяснение  $\alpha$ -распада (см. § 18, п. 2), предсказание  $\Omega$ -гиперона (см. § 41), создание теории цепной реакции (см. § 26, 27).

Можно высказать следующую аксиому о взаимосвязи физики и математики в процессе познания человеком природы. Любое физическое явление может быть правильно понято только после того, как оно будет изучено количественно, т.е. математически. Под количественным изучением следует понимать не только установление числовых и геометрических соотношений, но и абстрактное упорядочение изучаемого явления (см. например, § 41). Количественные связи позволяют построить теорию этого явления (для чего опять нужна математика), которая в случае ее правильности может не только объяснить само исследуемое явление, но и предсказать нечто ранее неизвестное. Обнаружение



предсказанного подтверждает правильность теории и приводит к ее торжеству. Но и правильная теория не вечна. Она остается справедливой только до тех пор, пока не будет открыто новое явление, не укладывающееся в теорию. Количественное изучение этого явления позволяет усовершенствовать теорию (или заменить ее другой) и т.д.

Словом, математику можно любить или недолюбливать (надемся, что среди читателей этой книги последних нет!), считать ее "царицей наук" (Гаусс) или не считать наукой вообще (есть и такая точка зрения!)\*, но не признавать ее роли в развитии науки, во всяком случае, нельзя. Считая этот тезис, как уже было сказано, общеизвестной аксиомой, мы хотим остановиться на одной менее известной широкому кругу людей стороне взаимосвязи физики и математики, а именно на описании математического метода, который позволяет решать просто и естественно, казалось бы, самые безнадежные физические задачи.

Те задачи, с которыми мы с вами встречались до сих пор, можно условно поделить на два типа.

1. Задачи о движении макроскопического тела, например падение камня, движение самолета, полет пули или ракеты (включая движение пока еще с недостижимыми субрелятивистскими скоростями).

2. Задачи о движении микрообъектов (например, электрона или  $\alpha$ -частицы).

Задачи первого типа (классическая и релятивистская механика) имеют свои трудности, но в принципе характеризуются полной однозначностью ответа. При правильном учете условий падения камня или полета ракеты можно предсказать и изменение скорости движения, и время полета, и место падения.

Задачи второго типа (движение микрочастиц) с точки зрения квантовой механики также имеют однозначные решения потому, что в качестве их решений получаются волновые функции с известными параметрами. Однако при "переводе" квантовомеханических решений на привычный язык обычной механики мы попадаем в рамки ограничений, которые накладывает соотношение неопределенностей. Оказывается (подробно мы говорили об этом в § 16), для микрочастицы принципиально нельзя знать одновременно точные значения ее координат и скорости. Чем точнее известна ее скорость, тем больше разброс в возможных значениях координат, и наоборот. Положение частицы, имеющей

\* Она принадлежит известному американскому физику-теоретику лауреату Нобелевской премии Фейнману, который отнюдь не недооценивает математику (он сам много сделал для ее развития). Просто Фейнман считает естественной наукой такую область знания, которая проверяется опытом.

данную скорость, можно определить только с известной вероятностью.

Подчеркнем еще раз, что решения квантовомеханических задач не менее хороши, чем решения задач первого типа. Они вполне определены! Их неопределенность имеет кажущийся характер: она отражает своеобразную природу микрочастиц, которые в принципе нельзя считать мелкими камешками, летящими по определенной траектории.

Однако есть еще один тип задач, в которых неопределенность решения проявляется по существу. Она возникает из-за невозможности учесть все *случайности* хаотически происходящего движения. Задачам этого класса можно (опять-таки условно) дать название:

### 3. Задачи случайного движения.

Классическим примером задачи такого рода является задача о броуновском движении небольших частиц, взвешенных в жидкости. Это явление было впервые исследовано в 1827 г. английским ученым Броуном, который наблюдал в микроскоп беспорядочное движение частиц цветочной пыльцы размерами около 1 мкм, взвешенных в воде. Движение этих частиц происходит под действием ударов молекул жидкости, находящихся в хаотическом тепловом движении. Случайный перевес ударов с одной стороны определяет направление и скорость перемещения частицы.

Задачи на случайное движение обычно решают методами теории вероятностей. Но, во-первых, мы с вами ее не знаем. Во-вторых, не со всеми задачами на случайное движение теория вероятностей может справиться (одну из таких задач мы вскоре рассмотрим), в-третьих, метод, о котором мы хотим рассказать, годится не только для задач о случайном движении. Речь идет о *методе статистических (случайных) испытаний*, или, как он иначе называется, о *методе Монте-Карло*. Метод этот замечателен тем, что с его помощью многие задачи решаются как бы "сами собой", почти без принципиального участия математика, роль которого сводится только к тому, чтобы следить за естественным ходом событий и фиксировать результаты.

Для того чтобы наиболее наглядно проиллюстрировать особенности и возможности метода Монте-Карло, рассмотрим одну из простейших и известных задач на случайное движение, которая легко решается методами теории вероятностей — задачу о случайных блужданиях.

Представьте себе человека, заблудившегося в лесу или блуждающего в чистом поле во время метели и т.п. Обычно заблудившийся человек, пройдя некоторое расстояние, останавливается, затем изменяет направление движения, потом снова останавливается и вновь меняет направление и т.п. Спрашивается где окажется наш путник через  $n$  остановок?

Оказывается, в таком виде задача о случайных блужданиях не удобна для анализа, потому что они не вполне случайны. Во-первых, наш путник может сознательно проходить в каждом направлении различное расстояние, во-вторых, направление движения он выбирает тоже сознательно. Поэтому,



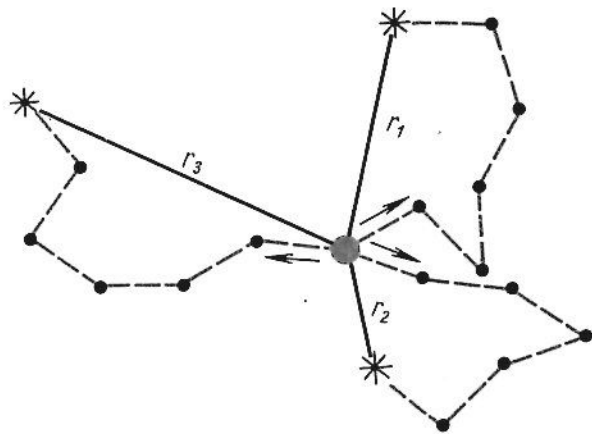


Рис. 36

Прежде чем решать задачу, ее идеализируют (упрощают), а именно, лишают блуждающего человека возможности размышлять и даже нормально ходить.

В идеализированной постановке задачи о случайных блужданиях предполагается, что человек может делать в каждом направлении только один шаг и что выбор направления всякий раз происходит по закону случая. Это означает, что наш спутник с равной вероятностью может шагнуть и вперед, и назад, и влево, и вправо, и в любом другом направлении. Конечно, нормальный человек так не ходит. Поэтому иногда при рассмотрении этой задачи ассоциируют такого нераздумывающего над своими шагами путника с пьяным человеком, в связи с чем рассматриваемую задачу часто называют задачей о блужданиях пьяного человека. Так поступает, например, упомянутый выше Фейнман, который привлекает для решения этой задачи пьяного моряка, выходящего из бара (Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Вып. 4. М.: Мир, 1965, с. 59).

Мы с вами поступим иначе — заменим нашего идеализированного путника не пьяницей, а простейшим роботом, действующим по программе: шаг вперед, вращение на месте на произвольный (случайный) угол, снова шаг вперед, опять вращение и т.д. Спросим себя опять: где окажется робот через  $n$  шагов? Очевидно, что и в этом упрощенном варианте результат опыта будет неоднозначен. Конечно, робот придет в какую-то определенную точку, находящуюся на расстоянии  $r_1$  от исходного места (рис. 36). Но если после этого путешествия переставить робота в начальную точку и снова заставить шагнуть, то через те же  $n$  шагов он окажется в другой точке  $r_2$ , при новой попытке — в точке  $r_3$  и т.д.

Все эти места будут различаться не только удалением от исходной точки, но и расположением относительно нее (севернее, южнее и т.п.), т.е. между разными ответами, казалось бы, нет ничего общего. Однако такое заключение является преждевременным. Оказывается, если повторить описанную процедуру с роботом не три раза, а две-три тысячи раз, отмечая каждый раз конечный пункт путешествия (кружочки на рис. 37), то обнаружится закономерность в расположении этих пунктов. Наибольшее число кружочков будет заключено в широком кольце со средним радиусом

$R = \sqrt{n}$  шагов. Это и есть решение задачи о блужданиях пьяного человека, полученное с помощью трезвого робота.

Ну, а без робота нельзя обойтись? (Громоздко все-таки, хлопотно и дорого!) Оказывается, можно и без робота, а способ решения все же остается естественным. Вот здесь-то и приходит на помощь метод статистических (случайных) испытаний, который позволяет моделировать движение пьяного человека на бумаге, т.е. как бы заменить живого человека "бумажным".

Представьте себе такую процедуру. В нашем распоряжении имеется круг, разграфленный, например, на 100 секторов. Сектор 0 (он же 100) соответствует направлению на север, сектор 25 — на восток, сектор 50 — на юг и т.п. В центре круга — ось с насаженной на ней стрелкой (рис. 38). Это "рулетка". "Игра" заключается в том, что вы приводите стрелку во вращение и смотрите, на каком секторе она остановится. Если, например, она остановится на секторе 25, то это означает, что наш бумажный человек делает свой первый шаг на восток. Берем чертеж и отмечаем на нем соответствующую точку 1 (рис. 39). Затем снова толкаем стрелку. Допустим, она остановится на секторе 10. Это означает, что бумажный человек свой второй шаг делает на северо-северо-восток (азимут  $36^\circ$ ). Чтобы найти его положение на чертеже, надо поставить ножку циркуля в точку 1, начертить окружность радиусом "1 шаг" и провести прямую под углом  $36^\circ$  к вертикали. Пересечение прямой с окружностью и даст иско-

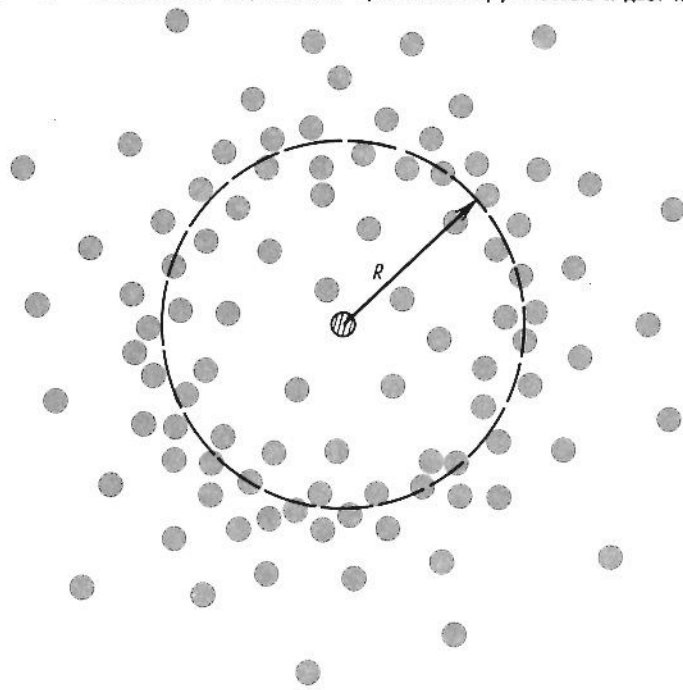


Рис. 37

ую точку 2. Заставив нашего человечка проделать таким же способом все  $n$  шагов, мы отмечаем то место, в которое он пришел. Так получается первый результат. Затем таким же способом заставляем путешествовать второго бумажного человечка, потом третьего . . . и так две-три тысячи раз. Очевидно, что если наша рулетка сделана правильно, т.е. ее стрелка с *равной вероятностью* останавливается на *любом* секторе, то мы получим вполне добротное решение, ничем не отличающееся от решения, полученного с помощью живого человека или робота. И притом не очень медленно, дешево и без морального разложения.

Метод, идею которого мы рассказали на примере задачи о случайных блужданиях, и называется *методом Монте-Карло* (по названию города, в котором рулетка является главной достопримечательностью и одним из основных источников дохода страны). Это замечательно простой и чрезвычайно остроумный по идее метод, который имеет очень широкое применение. Правда, по приведенному описанию у читателя может возникнуть сомнение в скорости получения результатов методом Монте-Карло. Но на самом деле сейчас "рулеткой" никто из физиков не пользуется. Мы рассказали о ней только для наглядности и для объяснения происхождения названия метода. Даже в "кустарных" домашних условиях читатель может обойтись без рулетки и тем самым резко увеличить скорость получения результатов. Для этого достаточно вместо рулетки использовать телефонную книгу или таблицу выигрышей по лотерее, часть чисел в которых носит случайный характер. Беря, например, всегда две последние значащие цифры серии выигравших билетов, вы будете с равной вероятностью и вполне случайно получать все числа от 00 (т.е. 0) до 99 (т.е. 0,99), т.е. таблица выигрышей окажется эквивалентной нашей "рулетке".

В условиях физической лаборатории обсчет по методу Монте-Карло вообще делается практически мгновенно, так как все операции производит электронная вычислительная машина. По специальной программе она вырабатывает случайные числа от 0 до 1 (с двумя, тремя или с еще

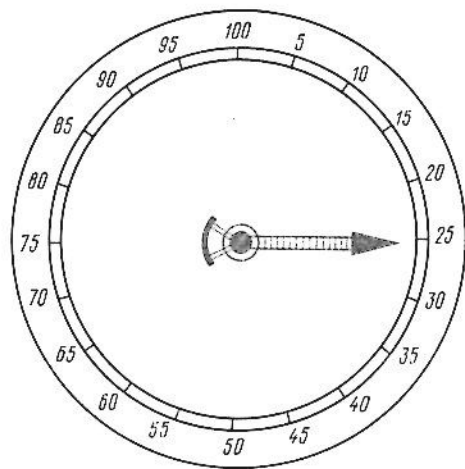


Рис. 38

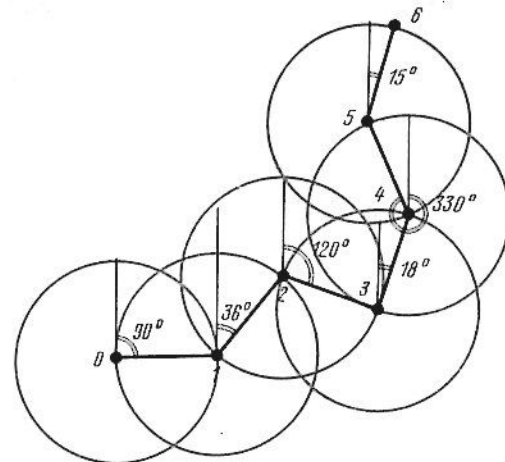


Рис. 39

большим числом значащих цифр). Каждому из этих чисел сопоставляется определенное направление движения бумажного человечка. После выявления направления первого шага машина "делает" этот шаг, т.е. вычисляет координаты человечка на плоскости  $xу$  и запоминает их. Затем она вырабатывает новое случайное число, которое определяет направление второго шага, и т.д. После  $n$  шагов машина не только запоминает координаты, но и выдает их наружу, т.е. печатает на ленте или проецирует на дисплей. Затем все повторяется для второго, третьего и последующих человечков, причем все это машина делает настолько быстро, что время получения результата определяется только скоростью печатания его на ленте или считывания с дисплея. Более того, программа может быть составлена так, что машина будет давать на выходе не координаты отдельных человечков, а гистограмму распределения координат по concentрическим кольцам разных радиусов, т.е. числовое выражение рис. 37, который мы с вами получили с помощью робота. При такой постановке задачи машине для получения результата нужно гораздо меньше времени, чем читателю для прочтения этого абзаца.

Разумеется, метод Монте-Карло используется не для таких простых задач, как только что рассмотренная. Как мы уже говорили, подобные задачи можно решить и методами теории вероятностей. Но вот задача посложнее.

Представьте себе, что вы играете в бильярд. Если вы хороший игрок, то ни один ваш удар не принесет вам никаких неожиданностей: вы наперед знаете, в какой шар попадете, куда полетят столкнувшиеся шары, какой из них попадет в лузу. Тогда, убедившись в вашем искусстве, вам предлагают сыграть в бильярд с завязанными глазами. Условия игры такие. Вы все время играете одним и тем же шаром (после каждого удара вам его подставляют снова на старое место), а ваш партнер следит за

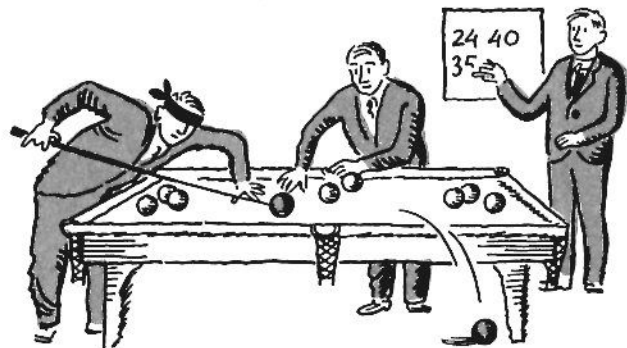


Рис. 40

его судьбой и записывает полученный результат (рис. 40). При таких условиях игры движение шаров будет подчиняться тем же законам механики, что и раньше, но результаты будут совсем другими. В движении шаров появится элемент *случайности*. В одном случае шар, который вы толкнули кием, может не попасть ни в один из шаров, а долетев до борта, либо попасть в лузу, либо перелететь через борт, либо отскочить (под *неизвестным* углом) от борта, полететь в другую (*неизвестную*) сторону и т.д. В другом случае шар может (пройдя неизвестное расстояние) столкнуться с каким-то (*неизвестно каким*) шаром и после столкновения полететь под неизвестным углом с неизвестной скоростью. Дальнейшая его судьба также *неизвестна*. Он может попасть в лузу, может отскочить от борта и может перескочить через него. Спрашивается, можно ли хоть в какой-то степени предсказать поведение такого бильярдного шара? Очевидно, что с помощью теории вероятностей это сделать нельзя. Слишком велико разнообразие возможностей, чтобы их можно было описать аналитически. Методом же Монте-Карло эта задача вполне разрешима, так как он позволяет *моделировать* вашу игру и проследить на бумаге во всех деталях за судьбой бумажного "шара" для нескольких тысяч ударов бумажным "кием".

Вы можете возразить, что эта задача надуманна, что она не имеет никакого смысла и т.п. В том-то и дело, что это не так. Совсем наоборот! Это типичная задача из физики элементарных частиц, с той лишь разницей, что атомы среды, через которую летит частица, не покоятся (как бильярдные шары), а находятся в *хаотическом* (по направлению) движении с разными скоростями, что сама частица в любом месте своей траектории может распасться на другие частицы, что при столкновении она может не только рассеяться, но и поглощаться, что нуклоны внутри атомного ядра, с которым сталкивается частица, находятся в

хаотическом движении со средней кинетической энергией 20–25 МэВ и т.п. Таким образом, игра на бильярде втемную — это пустяк по сравнению с той игрой, которую ведут между собой частицы микромира. И вот эту очень сложную игру тоже можно моделировать методом Монте-Карло! Конечно, это уже не такая простая задача, как моделирование случайных движений пьяного человека, но принципы ее решения остаются столь же простыми и естественными: с помощью случайных чисел разыгрываются разные варианты очень сложной судьбы микрочастицы. (Разумеется, человек, составляющий программу для электронной вычислительной машины, кроме самой машины должен прекрасно знать математику и в особенности физику изучаемых процессов. Только при этих условиях сложная судьба частицы приводит к трудностям не принципиального, а, скорее, технического характера.)

В качестве примера рассмотрим задачу определения коэффициента размножения ядерного реактора. Напомним, что коэффициентом размножения  $k$  называют отношение числа нейтронов в двух последовательных поколениях  $N_i/N_{i-1}$  (см. § 27 и 28). Величина  $k$  зависит как от внутренних (характеристики ядер тех веществ, из которых построен реактор), так и от внешних (размеры, форма, конструктивные особенности и т.п.) параметров реактора. Изменение любого из этих параметров приводит к увеличению или уменьшению  $k$ . Рассчитать теоретически оптимальное соотношение параметров очень трудно, особенно если реактор имеет несимметричную конструкцию. Вместе с тем методом Монте-Карло эта задача решается "автоматически". Вот грубая схема соответствующего расчета для реактора, работающего на естественном уране.

Предположим, что в начальный момент времени  $t_0$  в реакторе возникло некоторое число  $N_1$  нейтронов первого поколения. Проследим за судьбой каждого из этих нейтронов, учитывая все многообразие возможностей их поведения: неупругое рассеяние быстрых нейтронов в уране и конструкционных материалах, деление быстрыми нейтронами ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  с образованием нейтронов второго поколения, замедление быстрых нейтронов в серии упругих соударений с ядрами замедлителя, резонансный захват медленных нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$ , диффузия тепловых нейтронов в замедлителе, захват тепловых нейтронов ядрами урана, замедлителя и др., вылет нейтронов за пределы реактора, деление тепловыми нейтронами ядер  $^{235}\text{U}$  с образованием нейтронов второго поколения. Если при проследивании судьбы нейтронов мы ничего не забыли, то отношение числа возникших нейтронов второго поколения  $N_2$  к числу нейтронов первого поколения  $N_1$

$$k_1 = N_2/N_1$$

даст первое очень грубое приближение к значению коэффициента размножения  $k$ .

Мы говорим "очень грубое приближение", потому что на значении  $k_1$  могли сказаться начальные условия задачи, например выбранное нами распределение нейтронов первого поколения по активной зоне. Поэтому всю процедуру надо повторять (при тех же параметрах реактора) для

нейтронов второго, третьего и последующих поколений и делать это до тех пор, пока не будет "забыта" начальная обстановка, т.е. пока все последующие значения  $k_n, k_{n+1}, k_{n+2}$  не сделаются одинаковыми (в пределах статистической погрешности)\*. Это предельное значение  $k$  и будет искомым коэффициентом размножения для данной конкретной системы.

Чтобы почувствовать, как влияет на значение  $k$  изменение какого-либо внутреннего или внешнего параметра (или нескольких параметров одновременно), надо весь расчет повторить при измененных параметрах.

Несколько слов о технике самого расчета. Нейтроны первого поколения могли возникнуть в любой точке активной зоны, где имеются ядра урана. Предположив, что вероятность возникновения их в каждой из этих точек одинакова, можно найти координаты нейтронов методом статистических испытаний. Если, например, активная зона реактора имеет форму параллелепипеда со сторонами  $a, b$  и  $c$  (что мало правдоподобно для реальных систем), то координата  $x_1$  первого нейтрона получается умножением случайного числа, взятого в интервале 0—1, на  $a$ , координата  $y_1$  — умножением другого случайного числа на  $b$ , координата  $z_1$  — умножением третьего случайного числа на  $c$ . Аналогично определяются координаты 2-го, 3-го, ...,  $N_1$ -го нейтронов.

Каждый из этих нейтронов может иметь любое значение кинетической энергии в диапазоне 0—15 МэВ (верхняя граница условна). Вероятность того, что данный нейтрон имеет конкретное значение энергии из этого диапазона, определяется формой энергетического спектра нейтронов деления. Спектр нейтронов деления известен\*\*, поэтому, воспользовавшись методом статистических испытаний, можно "выбрать" (разыграть) для нейтрона определенное значение энергии. Зная энергию нейтрона  $T$ , можно вычислить скорость его движения, точнее говоря, абсолютное значение скорости:

$$|v| = \sqrt{2T/m}.$$

Для определения направления скорости надо провести очередной розыгрыш вроде того, какой мы раньше делали для определения направления движения бумажного человечка. Только на этот раз надо разыгрывать возможные направления не на плоскости, а в пространстве и учитывать, что не все направления равновероятны (например, при столкновении с неподвижным протоном нейтрон не может рассеяться назад). Однако эти особенности не приводят к сколько-нибудь серьезным затруднениям.

Итак, будем считать, что нам стало известно, из какой точки, куда и с какой скоростью (энергией) летит каждый из  $N_1$  нейтронов первого поколения. Спрашивается, как проследить их дальнейшую судьбу?

Нейтрон данной энергией  $T$  может пройти в среде (в данном случае в уране) до первого соударения с ядром некоторый путь  $l_1$ . Набор возможных значений  $l_1$  и относительная вероятность их осуществления определя-

\* Для уменьшения этой погрешности надо увеличивать число  $N_1$ .

\*\* Спектр быстро нарастает от нуля при энергии нейтронов  $T=0$  до максимума при  $T \approx 0,7$  МэВ, а затем медленно спадает к нулю. Средняя энергия нейтронов деления равна  $T \approx 2$  МэВ. Данные о спектре могут быть "заложены" в электронную вычислительную машину.

ются энергией нейтрона и свойствами среды. Конкретное значение  $l_1$  находится методом статистических испытаний, что опять-таки делает машину. Далее надо сравнить найденное значение  $l_1$  с толщиной слоя урана  $\delta$  в направлении движения нейтрона (это сравнение тоже делает машина). При  $\delta < l_1$  нейтрон выйдет за пределы урана, и для него требуется отдельное рассмотрение (см. ниже). При  $\delta > l_1$  нейтрон, пройдя путь  $l_1$ , испытает соударение с одним из ядер урана. В этом случае для нейтрона надо разыграть (с учетом известных вероятностей) разные способы взаимодействия (неупругое рассеяние, захват, деление). Если в результате розыгрыша получится, что нейтрон захватывается ядром урана, то он погибает, и за ним больше следить не надо (однако нужно учесть возможность появления небольшого числа нейтронов второго поколения за счет деления  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами). Если же нейтрон испытает рассеяние, то для него надо снова разыгрывать энергию и направление движения, находить значение пути  $l_2$  до второго соударения и т.д.

В конце концов "выживший" нейтрон выйдет за пределы блока урана, и его дальнейшую судьбу надо проследивать в новой среде с новыми характеристиками и, следовательно, с другими пробегами до взаимодействия и даже другими процессами (замедление быстрых и диффузия тепловых нейтронов). Но принцип "слежения" за нейтроном остается и здесь таким же: мы заставляем нейтрон двигаться в замедлителе до тех пор, пока он не выйдет за его пределы или (что бывает очень редко) пока не захватится одним из ядер замедлителя. Выйти из замедлителя нейтрон может в разные места: либо в блок урана, либо в конструкционные элементы реактора (например, в один из регулирующих стержней или систему для теплосъема), либо, наконец, вообще за пределы реактора. (Перед выходом из реактора нейтроны попадают в отражатель, который возвращает значительную часть нейтронов обратно в активную зону. Этот процесс также надо учитывать, однако движение нейтронов в отражателе аналогично их движению в замедлителе, поэтому оно не требует особого рассмотрения.)

За нейтронами, поглощенными ядрами замедлителя, управляющих стержней и других конструкционных материалов, а также за вылетевшими нейтронами можно больше не следить. Что касается нейтронов, попавших в блок урана, то для них надо снова проводить розыгрыш возможных процессов (захват без деления, рассеяние, деление  $^{235}\text{U}$ ), но теперь уже при других энергиях (низких и тепловых).

В процессах захвата без деления нейтроны исчезают, так что за этими нейтронами тоже не надо следить. Таким образом, в конце концов от первого поколения остаются только нейтроны, вызывающие деление ядер  $^{235}\text{U}$  с образованием нескольких быстрых вторичных нейтронов. Число вторичных нейтронов  $\nu$  является внутренней характеристикой ядерного топлива. Для урана оно меняется в пределах от 0 до 5. Среднее значение  $\bar{\nu} = 2,4$ . Конкретное значение  $\nu$  для каждого акта деления может быть получено методом розыгрыша.

Подсчитав сумму всех  $\nu$  и введя поправку на эффект от деления  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами, получим суммарное число нейтронов  $N_2$ , рожденных во втором поколении. Далее надо разыгрывать энергию и направление движения нейтронов второго поколения, используя те способы, которые уже были описаны для нейтронов первого поколения.

Итак, круг замкнулся, задача решена до конца. Из  $N_1$  нейтронов первого поколения получено  $N_2$  нейтронов второго поколения. Повторяя процедуру, можно из этих  $N_2$  нейтронов получить  $N_3$  нейтронов третьего



поколения и т.д. и, беря серию последовательных отношений

$$k_1 = N_2/N_1; k_2 = N_3/N_2; \dots, k_n = N_{n+1}/N_n.$$

можно все больше и больше приближаться к значению коэффициента размножения  $k$ .

Возможно, что после прочтения этого параграфа у читателя, вопреки заверениям автора, сложилось впечатление о большой сложности метода Монте-Карло. Но это впечатление ошибочное: во-первых, рассмотренная задача относится к числу довольно трудных, во-вторых, эти трудности преодолеваются только один раз — при составлении схемы и программы расчета для какого-нибудь одного набора значений параметров. Изменение параметра сводится к замене в программе нескольких чисел и поэтому не вызывает затруднений.

В заключение подчеркнем особое значение метода Монте-Карло в ядерной физике при проектировании новых сложных физических экспериментов с учетом возможностей использующихся в нем ускорителей и детекторов, а также при обработке результатов экспериментов (в частности, при оценке фона).

### § 30. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ХИМИЯ

*Три трудности: очень мало, очень похоже, очень быстро распадаются. — Как открыли искусственную позитронную радиоактивность. — Метод носителя. — Читатель ставит опыт с горохом. — Искусственная электронная радиоактивность. — Метод Сцилларда-Чалмерса. — Свойства осколков деления. — Первый трансурановый элемент — нептуний. Ионообменная хроматография. — Плутоний. — Ультрамикрохимия. — 17 атомов менделеев. — Без химиков плохо! — Открытие 104-го. — Элемент, живущий долю секунды! — Экспресс-химия. — Химические свойства по 11 атомам!*

Многие задачи ядерной физики были решены (и продолжают решаться) физиками в тесном контакте с химиками и при прямом их участии. Назовем некоторые из них: открытие и изучение искусственной радиоактивности, открытие и изучение ядерной изомерии, открытие деления, получение трансурановых элементов.

Общим для всех перечисленных работ является необходимость идентификации, выделения и изучения относительно очень малого количества некоторого получаемого в эксперименте вещества из огромного количества других (исходных) веществ. Это чрезвычайно трудная задача.

Трудности ее решения определяются в первую очередь тем, что в ряде случаев понятие малости имеет не только относительный, но и абсолютный смысл. Зачастую приходится изучать физические и химические свойства *микроскопически малых* коли-

честв веществ, которые нельзя обычным способом ни взвесить, ни растворить, ни профильтровать. Более того, иногда приходится определять физические и химические свойства нового вещества *даже по нескольким атомам!*

Вторая трудность, которая тоже очень часто встречается при решении этой задачи, связана с необходимостью выделения нового вещества в условиях практической *тождественности* его химических свойств со свойствами исходных веществ. Так, в настоящее время установлено, что торий ( ${}_{90}\text{Th}$ ), протактиний ( ${}_{91}\text{Pa}$ ), уран ( ${}_{92}\text{U}$ ) и все последующие трансурановые элементы, включая лоренсий ( ${}_{103}\text{Lr}$ ), образуют группу актиноидов, атомы которых по строению электронных оболочек аналогичны атомам группы редкоземельных элементов — лантаноидов. Так же как и в случае лантаноидов, все атомы из группы актиноидов имеют одинаковое число валентных электронов, т.е. одинаковые химические свойства. Понятно, что обычные методы химического разделения, основанные на использовании *резкого* различия в химических свойствах, в этом случае непригодны.

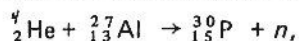
Наконец, третья специфическая трудность, с которой столкнулись физики и химики при решении ядерно-физических задач, заключается в малом времени жизни выделяемых радиоактивных веществ. Например, периоды полураспада некоторых трансурановых элементов составляют всего-навсего десятки доли секунды. Ясно, что в таких условиях классические методы химического анализа, состоящие из сравнительно медленных процедур (растворение, нагревание, фильтрование и т.п.), совершенно непригодны; нужны особые методы *экспрессной* химии, позволяющие изучить химические свойства элемента за ничтожно малое время его существования.

В довершение всего перечисленные трудности редко проявляются поодиночке; чаще бывает так, что приходится бороться со всеми ними одновременно! О том, как физики и химики преодолевали эти трудности, мы и расскажем в данном параграфе на примере открытия и изучения искусственной радиоактивности и трансурановых элементов.

Как вы знаете, в 1932 г. при изучении реакции взаимодействия  $\alpha$ -частиц с ядрами бериллия были открыты нейтроны. После открытия нейтронов эксперименты по облучению легких ядер  $\alpha$ -частицами не прекращались и продолжали приносить важные результаты. Так, в 1933 г. рядом физиков было показано, что во время облучения  $\alpha$ -частицами легких ядер последние начинают испускать позитроны. А в 1934 г. Ирен и Фредерик Жолио-Кюри обнаружили, что у алюминия, бора и магния способность испускать позитроны сохраняется на некоторое время и *после того*, как облучение  $\alpha$ -частицами уже прекращено. Изучение этого явления показало, что по своим свойствам оно аналогично естественной радиоактивности тяжелых элементов, а именно:

интенсивность испускания позитронов убывает по экспоненциальному закону, скорость убывания интенсивности для разных веществ различна и может быть охарактеризована периодом полураспада, период полураспада данного элемента не зависит от внешних условий. Обнаруженное явление было названо *искусственной*  $\beta^+$ -радиоактивностью.

Ирен и Фредерик Жолио-Кюри предложили следующее объяснение искусственной радиоактивности. (Мы рассмотрим его на примере алюминия, используя современную терминологию.) Предположим, что процесс взаимодействия  $\alpha$ -частиц с ядрами алюминия описывается реакцией



в которой образуются нейтрон и радиоактивный изотоп фосфора  ${}^{30}_{15}\text{P}$  (в то время его называли радиофосфором). Ядро  ${}^{30}_{15}\text{P}$  содержит 15 протонов и 15 нейтронов. Но это соотношение не удовлетворяет формуле (2) для стабильных ядер при  $A = 30$  (см. с. 24). Согласно этой формуле, стабильное ядро из 30 нуклонов должно содержать не 15, а 14 протонов. Таким ядром является  ${}^{30}_{14}\text{Si}$ . Именно это ядро из всех ядер с массовым числом  $A = 30$  имеет наименьшую массу  $M_n$  (и, значит, наименьшую энергию покоя  $E = M_n c^2$ ). В частности, из сравнения масс ядер  ${}^{30}_{15}\text{P}$  и  ${}^{30}_{14}\text{Si}$  следует, что первое тяжелее второго на восемь электронных масс:

$$\Delta M = M_n({}^{30}_{15}\text{P}) - M_n({}^{30}_{14}\text{Si}) \approx 8m_e. \quad (144)$$

Поэтому для ядра  ${}^{30}_{15}\text{P}$  энергетически выгоден процесс самопроизвольного превращения в ядро  ${}^{30}_{14}\text{Si}$  за счет испускания позитрона при  $\beta^+$ -распаде\*:



( $\beta^+$ -распад запрещен законом сохранения электрического заряда). В процессе  $\beta^+$ -распада один из протонов ядра  ${}^{30}_{15}\text{P}$  преобразуется в нейтрон.

Чтобы доказать правильность предложенного объяснения, Ирен и Фредерик Жолио-Кюри должны были экспериментально убедиться в том, что при облучении алюминиевой мишени  $\alpha$ -частицами *некоторые из ядер алюминия действительно преобразуются в ядра фосфора*, что эти ядра *можно извлечь* из алюминиевой мишени и что искусственная радиоактивность *уйдет* из мишени *вместе* с извлеченными ядрами  ${}^{30}_{15}\text{P}$ . Это было сделано двумя способами.

\* Напомним, что  $\beta^+$ -распад сопровождается испусканием нейтрино, а  $\beta^-$ -распад — антинейтрино.

При первом способе использовалось различие в химических свойствах алюминия и фосфора. Ученые растворили облученную алюминиевую мишень в соляной кислоте и обнаружили выделения газа, которым мог быть только  $\text{PH}_3$  (именно такие соединения с водородом дают элементы V группы периодической системы:  $\text{NH}_3$ ,  $\text{AsH}_3$ ). Этот газ собрали и изучили его свойства. Оказалось, что он радиоактивен и имеет тот же период полураспада, что и облученная алюминиевая мишень. Сам же раствор потерял свои радиоактивные свойства.

При втором способе (он называется соосаждением с помощью носителя) была, наоборот, использована одинаковость химических свойств всех изотопов данного элемента.

Представьте себе, что вам надо выделить из раствора некий содержащийся там радиоактивный элемент. Вы знаете (или предполагаете, что знаете) химические свойства этого вещества, и вам известны те химические процессы, с помощью которых его можно выделить из раствора (например, в виде нерастворимого осадка). Однако известная вам методика требует, чтобы в растворе содержалось заметное количество этого элемента (хотя бы для того, чтобы осадок можно было увидеть и отделить от раствора; кроме того, при очень малом содержании нерастворимого вещества осадок из него вообще не формируется). Естественно, что эта методика непригодна для решения поставленной задачи, так как обычно в результате облучения возникает ничтожно малое количество радиоактивного вещества. Как же быть? А вот как.

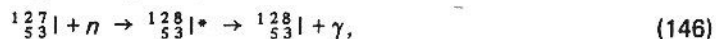
Добавим к раствору, содержащему ничтожно малое количество радиоактивного изотопа, достаточно большое количество некоторого вещества, содержащего другой (нерадиоактивный) изотоп того же элемента (в нашем примере надо добавить химическое соединение стабильного изотопа фосфора  ${}^{31}_{15}\text{P}$ ). Это и есть *носитель*, в качестве которого можно использовать элементы с близкими химическими свойствами, например элементы из одной подгруппы периодической системы элементов Менделеева. Химические свойства у обоих изотопов фосфора одинаковы, поэтому при выполнении некоторых условий в растворе пойдет процесс *изотопного обмена*, который приведет к тому, что практически все атомы радиоактивного фосфора  ${}^{30}_{15}\text{P}$  окажутся в составе молекул добавленного соединения.\* Выделив это соединение

\* Так получается потому, что атомов  ${}^{30}_{15}\text{P}$  во много-много раз меньше, чем атомов  ${}^{31}_{15}\text{P}$ . В связи с этим вероятность обратного выхода атомов  ${}^{30}_{15}\text{P}$  из соединения в раствор при повторных актах обмена очень мала. "Экспериментально" в этом можно убедиться, сделав следующий опыт. Возьмите глубокую тарелку сухих горошин (атомы носителя  ${}^{31}_{15}\text{P}$ ), поставьте рядом с ней блюдечко с 10 такими же по размеру и форме горошинами, но другого цвета (радиоактивные атомы  ${}^{30}_{15}\text{P}$ ), накройте все это

обратно из раствора, мы тем самым выделим из него и все радиоактивные атомы  $^{30}_{15}\text{P}$ . Операцию обратного выделения из раствора носителя вместе с радиоактивным изотопом называют *соосаждением*. Соосаждение возможно потому, что носителя достаточно много и он обладает подходящими химическими свойствами (таким его выбрали).

Вскоре после открытия искусственной позитронной радиоактивности была открыта и *искусственная электронная радиоактивность*.

В 1934 г. Ферми с сотрудниками показал, что при облучении ядер нейтронами, как правило, идет реакция  $(n, \gamma)$ , приводящая к образованию радиоактивного изотопа того же самого элемента, из которого сделана мишень. Например, при облучении нейтронами  $^{127}_{53}\text{I}$  идет реакция



где звездочкой отмечено возбужденное состояние ядра (оно возникает за счет энергии связи  $\epsilon_n$  захваченного нейтрона;  $\epsilon_n \approx 8$  МэВ). Образующийся радиоактивный изотоп иода  $^{128}_{53}\text{I}$  имеет избыточное число нейтронов и переходит в более устойчивое состояние в результате испускания электрона по схеме



Как выделить  $^{128}\text{I}$ ? Ясно, что метод носителя в прежнем варианте не применим из-за одинаковости химических свойств  $^{127}\text{I}$  и  $^{128}\text{I}$ . В таких случаях может быть использован метод Сцилларда—Чалмерса, который основан на *изменении химического состояния* атома в результате испускания его ядром  $\gamma$ -кванта.

Если, например,  $^{127}\text{I}$  взять не в свободном виде, а в форме иодистого этила  $\text{C}_2\text{H}_5\text{I}$ , то образующийся атом  $^{128}\text{I}$  получает после испускания  $\gamma$ -кванта настолько большую кинетическую энергию отдачи, что *вылетает из молекулы* и оказывается в свободном состоянии. Таким образом,  $^{128}\text{I}$  переходит в другое химическое состояние по сравнению с  $^{127}\text{I}$  (входившим в состав молекул  $\text{C}_2\text{H}_5\text{I}$ ), вследствие чего к нему может быть

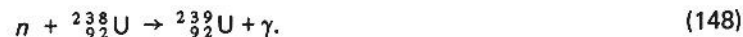
платком и, подсунув под платок руки, замените все 10 горошин из блюда на 10 любых горошин из тарелки (изотопный обмен). Естественно, что при первом обмене все цветные горошины перейдут в тарелку, а 10 обычных окажутся в блюде. Но и многократное повторение обмена также не изменяет положения (для успеха опыта надо перемешивать горошины в тарелке после каждого обмена). Если число горошин в тарелке во много раз больше, чем в блюде, то окрашенные горошины практически никогда не вернуться в блюдо. (Конечно, случайно в блюде может иногда попасть одна окрашенная горошина, но это будет наблюдаться чрезвычайно редко и общего вывода не изменит.)

применен обычный метод носителя. Умелое сочетание метода Сцилларда—Чалмерса с методом носителя позволяет повысить концентрацию радиоактивного изотопа иода в миллионы раз.

Использование кинетической энергии отдачи вообще очень широко практикуется в ядерной физике и радиохимии для выделения тех или иных ядер. Приведем несколько примеров.

Вскоре после открытия деления урана была поставлена серия экспериментов с целью обнаружения предсказанных свойств этой новой реакции. Один из опытов был посвящен доказательству образования при делении  $\beta$ -радиоактивных осколков большой кинетической энергии (см. § 24). Этот опыт был выполнен в 1939 г. Ф. Жолио-Кюри по следующей схеме (рис. 41). Внутри бакелитового цилиндра *БЦ* был вставлен латунный цилиндр *ЛЦ* несколько меньшего радиуса, покрытый снаружи тонким слоем урана. В центре латунного цилиндра находился источник нейтронов *И*. Когда по прошествии некоторого времени бакелитовый цилиндр был надет на бета-счетчик, последний зарегистрировал  $\beta$ -радиоактивность. При повторении опыта без латунного цилиндра  $\beta$ -радиоактивность у бакелитового цилиндра не появлялась. Отсюда следовало, что источником  $\beta$ -радиоактивности могли быть только радиоактивные осколки урана, вылетевшие из него при делении и осевшие на внутреннюю поверхность бакелитового цилиндра.

В 1940 г. та же идея энергии отдачи была использована Мак-Милланом и Эйбленом для обнаружения первого трансуранового элемента — нептуния  $^{93}_{93}\text{Np}$ . Если самый тяжелый элемент периодической системы из встречающихся в природе — уран  $^{92}_{92}\text{U}$  — облучить нейтронами, то по аналогии с процессом (146) должен образоваться более тяжелый  $\beta^-$ -радиоактивный изотоп урана  $^{239}_{92}\text{U}$ :



В процессе  $\beta^-$ -распада из ядра  $^{239}_{92}\text{U}$  вылетает электрон, уносящий единичный электрический заряд. Поэтому (в соответствии с законом сохранения электрического заряда) заряд ядра, получающегося после  $\beta^-$ -распада, должен повыситься на единицу, т.е. сделаться равным  $Z = 93$ :



Образующийся 93-й элемент — нептуний — также должен быть  $\beta^-$ -радиоактивным с характерным (только для него) периодом полураспада. Этим и можно воспользоваться для доказательства образования нептуния. Однако дело затрудняется тем,

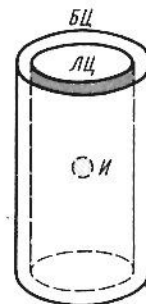


Рис. 41



что при облучении урана нейтронами кроме реакций (148) и (149) происходит деление урана с образованием многочисленных радиоактивных осколков и продуктов деления (ядер, образующихся в процессе последовательного  $\beta$ -распада осколков деления), которые имеют самые разнообразные периоды полураспада. При этом как ядра нептуния, так и ядра осколков оказываются сосредоточенными в одном и том же месте (в облученной урановой мишени).

Для отделения радиоактивности нептуния от радиоактивности осколков и была использована идея предыдущего опыта. В самом деле, после облучения нейтронами наружная поверхность латунного цилиндра будет содержать кроме ядер урана еще осколки деления и ядра нептуния. Внутренняя же поверхность бакелитового цилиндра — только осколки деления. Сравнивая скорости убывания со временем числа радиоактивных атомов в обоих цилиндрах, можно обнаружить для  $\beta$ -радиоактивности латунного цилиндра два "лишних" периода полураспада  $T_{1/2} = 23$  мин и  $T_{1/2} = 2,33$  дня, которые отсутствуют для  $\beta$ -радиоактивности бакелитового цилиндра. Первый из них принадлежит тяжелому изотопу урана  $^{239}_{92}\text{U}$ , а второй — трансурановому элементу нептунью  $^{239}_{93}\text{Np}$ . Используя радиоактивность с периодом полураспада  $T_{1/2} = 2,33$  дня в качестве "метки" нового элемента, можно выделить и сам элемент.

Как уже было сказано, операция выделения конкретного трансуранового элемента чрезвычайно затрудняется сходством химических свойств у всех актиноидов. Эта трудность преодолевается применением специальных методов, например *ионообменной хроматографии*. Оказывается, некоторые смолы обладают различной адсорбирующей способностью по отношению к ионам разных размеров и зарядов. Если пропускать раствор, содержащий ионы различных актиноидов, через ионообменную колонку, т.е. длинную трубку, заполненную смолой, то некоторые ионы адсорбируются уже в самом верху колонки, другие пройдут дальше, а третьи спустятся почти до самого низа. Такие пространственно разделенные ионы сравнительно легко вывести из колонки раздельно по сортам.

Наибольшее практическое значение имеет второй трансурановый элемент — плутоний, который может быть получен в результате  $\beta^-$ -распада нептуния:



По своим ядерным свойствам  $^{239}_{94}\text{Pu}$  аналогичен  $^{239}_{92}\text{U}$  и широко используется в качестве ядерного горючего. Так же как  $^{235}_{92}\text{U}$ , изотоп плутония  $^{239}_{94}\text{Pu}$  с большой эффективностью делится тепловыми нейтронами, испуская при этом около трех вторичных нейтронов (в среднем).

Получение  $^{239}_{94}\text{Pu}$  в отличие от  $^{235}_{92}\text{U}$  не связано с разделением изотопов, что, как известно, является очень трудной задачей. Для получения плутония используется ядерный реактор, в котором наряду с процессом деления урана идут реакции (148) — (150). Конечно, впервые получить плутоний в больших количествах было тоже очень и очень нелегко. Достаточно заметить, что заводы для получения плутония в килограммовых количествах были спроектированы на основании результатов экспериментов, проведенных с *микрограммами* плутония. Это микроскопическое количество плутония было получено группой американских ученых во главе с Сиборгом в 1941 г., т.е. еще до пуска первого ядерного реактора. Для опытов со столь малым количеством нового элемента была разработана методика *ультрамикрохимии*, рассчитанная на проведение химических исследований в микромасштабе. Эта методика требует специальных приемов и особой аппаратуры. В арсенале ультрамикрохимии находятся "пробирки", изготовленные из капилляров диаметром 0,1—1 мм, весы, погрешность которых не превышает  $10^{-8}$  г. Операции производятся только под микроскопом и отнюдь не руками, а при помощи микроманипулятора. Очень важно, что ультрамикрохимия имеет дело с нормальными концентрациями. Это и позволило сравнительно просто перейти от микромасштаба к масштабам промышленным.

Наличие больших количеств плутония позволило организовать работу по синтезу других, более тяжелых трансурановых элементов: америция  $^{95}_{87}\text{Am}$ , кюрия  $^{96}_{96}\text{Cm}$ , берклия  $^{97}_{97}\text{Bk}$ , калифорния  $^{98}_{98}\text{Cf}$ , эйнштейния  $^{99}_{99}\text{Es}$ , фермия  $^{100}_{100}\text{Fm}$ , менделевия  $^{101}_{101}\text{Md}$ , nobелия  $^{102}_{102}\text{Nb}$ , лоуренсия  $^{103}_{103}\text{Lr}$ , курчатовия  $^{104}_{104}\text{Ku}$  и, наконец, 105-го — 107-го элементов\*. Наибольший вклад в физику и химию далеких трансурановых элементов внесли американские ученые во главе с Сиборгом и Гиорсо и советские ученые во главе с Г.Н. Флеровым. Общий принцип получения этих элементов основан на повышении электрического заряда ядер мишени либо за счет последовательных актов  $\beta^-$ -распада после облучения нейтронами, либо в результате облучения  $\alpha$ -частицами или более тяжелыми ядрами. Менделевий был последним элементом, к которому удалось применить метод хроматографического разделения, так как период полураспада  $^{256}_{101}\text{Md}$  составляет всего  $T_{1/2} = 1,5$  ч. Это не так уж много, если учесть относительно большую длительность химических процедур. Интересно, что при изучении менделевия был поставлен своеобразный рекорд — свойства нового элемента удалось установить всего-навсего по 17 атомам!

Элементы с  $Z > 101$  имеют еще меньшее время жизни, чем менделевий. Для ряда изотопов 102-го и 103-го элементов оно

\* Осенью 1982 г. было объявлено об открытии 109-го элемента с массовым числом 266.



не превышает нескольких десятков секунд, а для одного из изотопов 104-го элемента — даже десятых долей секунды. Поэтому при идентификации этих элементов основной упор делали на изучение их *физических* свойств. Справедливости ради надо сказать, что без химиков дела у физиков пошли значительно хуже. Работы по изучению 102-го элемента, например, в течение многих лет приводили к противоречивым результатам.

По этому поводу огорчались, конечно, не только физики, но и химики, которые никак не хотели примириться со своей беспомощностью при изучении химических свойств короткоживущих элементов. И вот весной 1966 г. химикам удалось вписать еще одну страницу в историю развития ядерной физики. Ими была создана методика, с помощью которой они помогли физикам в изучении свойств самого последнего (в то время) и самого короткоживущего (из всех известных тогда) элемента периодической системы Менделеева — 104-го элемента. Об этом новом замечательном примере содружества ядерной физики и химии мы и расскажем в заключительной части данного параграфа.

Впервые 104-й элемент был синтезирован в 1964 г. в лаборатории Г.Н. Флерова в Дубне. На рис. 42 изображена схема установки, с помощью которой он был получен.

Плутониевую мишень *М* (97%  $^{242}_{94}\text{Pu}$ , 1,5%  $^{240}_{94}\text{Pu}$  и 1,5%  $^{238}_{94}\text{Pu}$ ) бомбардировали пучком ионов  $^{22}_{10}\text{Ne}$ , ускоренных до энергии 115 МэВ на 310-сантиметровом циклотроне многозарядных тяжелых ионов. Для изменения энергии ионов были построены поглотители *П*. Сумма электрических зарядов ядра-мишени (94) и бомбардирующего ядра (10) равна

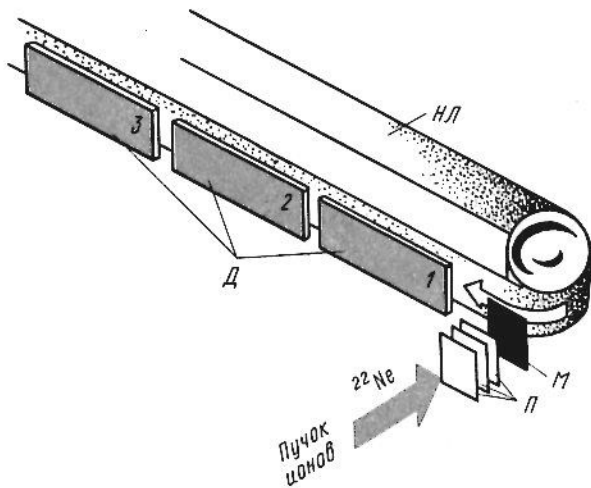


Рис. 42

104, поэтому в принципе можно надеяться на получение 104-го элемента в реакции, сопровождающейся вылетом нескольких нейтронов (не уносящих электрического заряда), например, в реакции



Если 104-й элемент действительно образуется, то из-за энергии отдачи его атомы вылетят из мишени по направлению к движущейся по соседству бесконечной никелевой ленте *НЛ* и, адсорбировавшись на ней, будут перемещаться вместе с лентой в сторону детекторов *Д*. Детектирование производилось при помощи силикатных и фосфатных стекол, которые способны регистрировать осколки, возникающие при спонтанном делении ядер. (Осколки оставляют на поверхности стекла невидимые следы, которые становятся различимыми под микроскопом после обработки стекла плавиковой кислотой.)

В связи с малостью периода полураспада 104-го элемента число актов спонтанного деления должно быстро убывать со временем, т.е. по мере перемещения атомов вместе с лентой. Поэтому больше всего осколков деления должен зарегистрировать детектор *1*, расположенный вблизи от плутониевой мишени. Детектор *2* регистрирует меньшее число осколков, а детектор *3* — еще меньше. Сопоставляя эти числа со скоростью движения ленты, можно определить период полураспада и сравнить его с известными ранее. В результате опыта обнаружен новый период полураспада для спонтанного деления, равный  $T_{1/2} = 0,3$  с, происхождение которого естественно отнести за счет нового неизвестного ранее ядра. (Более точные измерения, выполненные позднее, показали, что для этого ядра  $T_{1/2} = 0,1 \pm 0,05$  с.) Однако утверждать с полной определенностью, что этим новым ядром является ядро 104-го элемента, было бы все-таки преждевременно. Дело в том, что кроме упомянутой выше реакции (151) взаимодействие ядер неона с ядрами плутония может повести к образованию еще нескольких изотопов других (не 104-го) трансурановых элементов с не изученными до сих пор свойствами. Так, в реакциях



могут образоваться изотопы 103-го и 102-го элементов, которым в принципе также может принадлежать период полураспада  $T_{1/2} = 0,1$  с. Кроме того, ядра некоторых еще более легких трансурановых элементов (например,  $^{95}\text{Am}$ ) могут испытывать спонтанное деление, находясь не в основном (хорошо изученном), а в возбужденном (изомерном) состоянии. При этом период полураспада резко снижается, так что значение  $T_{1/2} = 0,1$  с можно объяснить и этим явлением.

Для получения более однозначных результатов была предпринята целая серия опытов по изучению особенностей различных ядерных реакций, идущих при взаимодействии ядер неона и плутония. Эти опыты достаточно убедительно показали, что ответственным за  $T_{1/2} = 0,1$  с является ядро 104-го элемента. И все же авторы открытия, понимая исключительную сложность изучаемого явления, решили убедиться в правильности своих заключений *химическими методами*.

\* Существуют соображения, по которым число вылетающих нейтронов должно равняться именно четырем.

Это было естественное, но дерзкое решение! Естественное потому, что 104-й элемент — первый из трансурановых элементов, который не должен обладать свойствами актиноидов. Дерзкое потому, что химические свойства 104-го элемента предстояло изучить на считанном числе атомов, среднее время жизни которых к тому же составляет долю секунды!

Подобная беспрецедентная специфика условий потребовала разработки специальной экспрессной методики непрерывного химического разделения продуктов ядерной реакции вблизи от места их возникновения. Разработка такой методики была осуществлена в Дубне группой чехословацких и советских сотрудников Объединенного института ядерных исследований, работавших под руководством чехословацкого химика Звары.

Идея метода Звары заключается в использовании разной летучести высших\* соединений хлора с элементами III, IV и V групп периодической системы. Высшие хлориды элементов III группы (они имеют химическую формулу  $RCl_3$ , например  $LaCl_3$  или  $AcCl_3$ ) обладают очень малой летучестью до температуры примерно  $1000^\circ C$ ; высшие хлориды элементов IV группы (их формула  $RCl_4$ , например  $ZrCl_4$ ) и V группы ( $RCl_5$ , например  $NbCl_5$ ), наоборот, возгоняются уже при температуре  $200-300^\circ C$ . Кроме того, хлориды элементов IV и V групп периодической системы по-разному ведут себя при взаимодействии с хлоридами щелочных металлов (фильтр из  $KCl$  при определенной температуре поглощает высшие хлориды элементов V группы и пропускает высшие хлориды элементов IV группы). Вот этими различиями и можно воспользоваться при определении химических свойств 104-го элемента. Для этого надо получить высший хлорид 104-го элемента и проверить, как он себя ведет: как  $RCl_3$ ,  $RCl_4$  или  $RCl_5$ ? Если как  $RCl_3$ , то 104-й элемент — актиноид (и это было бы очень странно); если как  $RCl_4$ , то 104-й элемент принадлежит к элементам IV группы, т.е. является аналогом гафния (и это вполне естественно); а если как  $RCl_5$ , то его следует отнести к элементам V группы (а это было бы опять очень странно)\*\*.

На рис. 43 изображена принципиальная схема установки, использованной для изучения химических свойств 104-го элемента. Атомы трансурановых элементов R, образовавшихся при взаимодействиях типа (151) — (153) или в других ядерных реакциях  $^{22}Ne$  с мишенью из  $^{242}Pu$ , вылетают (благодаря импульсу, полученному от иона Ne) из мишени и попадают в струю паров  $ZrCl_4$  и  $NbCl_5$  (носитель). В процессе взаимодействия с  $ZrCl_4$  и  $NbCl_5$  трансурановый элемент R отбирает у них атомы хлора и образует тот или иной высший хлорид: либо  $RCl_3$ , если R — элемент III группы; либо  $RCl_4$ , если R — элемент IV группы; либо  $RCl_5$ , если R относится к V группе. То, что при взаимодействии элемента R с  $ZrCl_4$  (или  $NbCl_5$ ) образуются именно высшие хлориды, было показано в специальных предварительных опытах.

\* Это слово выделено потому, что кроме высших могут возникать и другие хлориды, например наряду с  $ZrCl_4-ZrCl_3$ , наряду с  $LaCl_3-LaCl_2$  и т.п.

\*\*Элементы IV и V групп могут образоваться как осколки деления трансурановых элементов, возникающих по схемам (152), (153) и т.п. Но такие осколки не будут регистрироваться детектором, так как по дороге к нему они потеряют свою кинетическую энергию и ионизирующую способность.

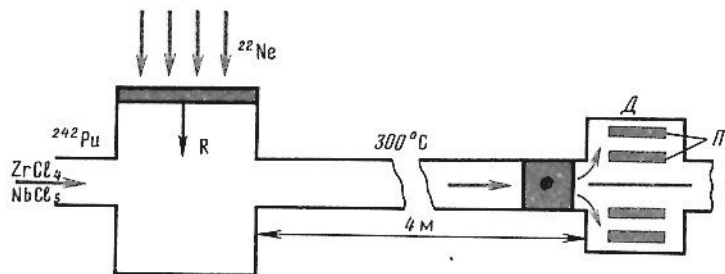


Рис. 43

Образовавшиеся молекулы хлоридов трансурановых элементов вместе со струей паров  $ZrCl_4$  и  $NbCl_5$  попадают в четырехметровую трубу, нагретую до  $300^\circ C$ . В соответствии со сказанным ранее высшие хлориды типа  $RCl_3$  сконденсируются на стенках этой трубы, а хлориды типа  $RCl_4$  и  $RCl_5$  вместе с хлоридами циркония и ниобия пройдут через нее и попадут в фильтр  $\Phi$ , наполненный  $KCl$ . Хлориды элементов V группы ( $NbCl_5$  и  $RCl_5$ , если он возникнет) поглощаются фильтром, а  $ZrCl_4$  и  $RCl_4$  попадут в детектор  $D$ .

Детектор состоит из набора слюдяных пластинок  $\Pi$ , между которыми проходит газ, содержащий молекулы  $RCl_4$  исследуемого радиоактивного элемента R. Осколки, возникающие при спонтанном делении ядра R, обнаруживаются по следам, которые они оставляют на слюдяных пластинках. (Применение слюды вместо стекла связано с необходимостью работать в условиях высокой температуры.)

После длительных экспериментов по подбору режима работы (состав смеси, температура, давление) Зваре и его сотрудникам удалось зарегистрировать в детекторе 11 случаев спонтанного деления 104-го элемента. Тем самым доказано, что этот элемент принадлежит к IV группе периодической системы Менделеева. Его назвали курчатовием  $Ku$  в честь академика И.В. Курчатова — основоположника советской атомной науки.

## § 31. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И МЕДИЦИНА

*Радиостанция в желудке. — Репортаж из тонкой кишки. — Самая маленькая радиостанция. — Как измерили скорость и объем кровотока. — Сколько крови в человеке. — Органы-коллекционеры. — Путешествие радиоактивного иода. — Алло, алло, говорит цитовидная железа! — Чудесная краска. — Диагностика рака. — Как запеленговать опухоль. — Телепередача из печени. — Лучевая терапия. — Из пушки — по клеткам. — И т.д., и т.п.*

Вы, наверное, слышали о том, что успехи современной микроминиатюрной радиотехники позволяют проводить исследования желудочно-кишечного тракта при помощи радиопиллюль. Вместо противной кишки вы глотаете небольшую таблетку, представляющую собой миниатюрный радиопередатчик. Частота передатчика

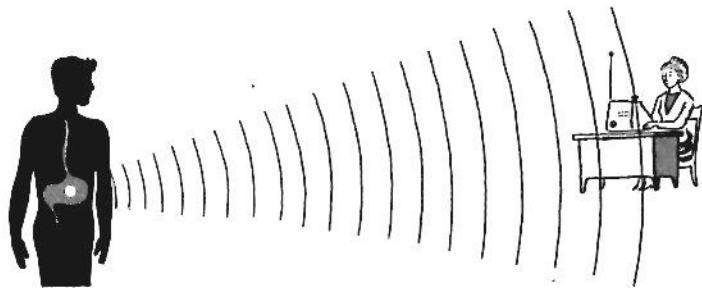


Рис. 44

зависит от свойств окружающей среды. У одних радиопиллюль частота изменяется при изменении температуры среды, у других — при изменении ее кислотности и т.п. Попадает такая пилюля в желудок и начинает вести радиопередачу: "Я пилюля, я пилюля. Тут совсем неплохо. Температура и кислотность в норме. Прием"\* (рис. 44). А может быть и такая передача: "Я пилюля, я пилюля. Мне здесь очень не нравится: такая кислая жизнь!".

Представляете? Целая радиостанция в желудке. И не только в желудке. Отбыв там положенный срок, радиопиллюля двинется вместе с пищей в дальнейшее путешествие, непрерывно ведя свой полезный репортаж. При этом кроме сведений о свойствах окружающей среды появляется возможность получения добавочной информации о скорости перемещения радиотаблетки (а значит, и пищи) и времени ее пребывания на разных участках желудочно-кишечного тракта. Для получения таких данных достаточно периодически "пеленговать" расположение радиопиллюли внутри организма и фиксировать моменты времени, когда пеленг изменяется. Согласитесь, что описанные достижения радиотехники и медицины выглядят почти как чудо!

Вместе с тем они могли бы быть несравненно значительнее, если бы размеры радиотаблеток были существенно меньше. Легко себе представить, какими возможностями обладали бы радиотаблетки, если бы они могли проникать не только через узкий канал пищевода в желудок, но и, скажем, через стенки желудка в кровь, а с кровью в любой другой орган! Фантастика? Нет! Такие сверхминиатюрные радиотаблетки давно известны и широко применяются в медицине. Только первая часть их назва-

\* Проверка радиотаблеток на прием в принципе может быть сделана введением в желудок чего-нибудь горячего или кислого. Но, конечно, при этом будут нарушены естественные параметры исследуемой среды.

ния связана не с радиотехникой, а с радиоактивностью. Этими микрорадиотаблетками являются *отдельные радиоактивные атомы* (радионуклиды).

В самом деле, при всей миниатюрности микромодулей они не могут конкурировать по своим размерам с ядерно-физическими генераторами излучения — *радиоактивными атомами* (точнее говоря, атомными ядрами). Ведь радиоактивные атомы, если их ввести в кровь, действительно могут проникать буквально в любое место организма, в самые недоступные его закоулки, и вести оттуда передачу, испуская  $\gamma$ -кванты.

Конечно, в этом случае для передачи информации нельзя воспользоваться описанным выше способом модуляции частоты, так как частота ядерной "радиостанции" остается неизменной при любых воздействиях на нее со стороны внешней среды. Но зато самих радиостанций в среде так много, что информацией может служить сообщение об их числе, концентрации в данном месте, скорости ее изменения и т.п. А такие сообщения от радиоактивных атомов поступают автоматически. Таким образом, радионуклиды обладают всеми достоинствами радиотаблеток плюс способностью проникновения в любое место организма. Поэтому, применяя их в медицине, можно рассчитывать на гораздо большее "чудеса", чем те, с которыми мы познакомились в начале этого параграфа. Так оно и есть в действительности. Радиоизотопный метод в медицине позволяет решать самые неожиданные задачи и отвечать на самые невероятные вопросы. Приведем несколько примеров из разных областей его применения (диагностика, исследование функций различных органов, лечение).

При диагностике сердечно-сосудистых заболеваний очень важно бывает знать общее количество крови в организме, скорость кровотока и объем кровотока в единицу времени. Важно потому, что эти параметры являются чувствительными индикаторами заболевания. Спрашивается, как их определить в живом неповрежденном организме (*in vivo*, как говорят медики)?

Если вы хотите измерить скорость движения воды в реке, то бросаете в нее палку и замеряете расстояние, пройденное ею за определенное время. Этим способом вы *отмечаете* некоторый объем воды, текущей рядом (и вместе) с палкой, т.е. приобретаете возможность следить за его движением, наблюдая за движением палки. Физически эта возможность обеспечивается тем, что палку *видно*, т.е. тем, что она испускает рассеянный свет. Таким образом, палка играет роль *метки* некоторого выделенного объема воды.

Аналогично поступают и медики. В вену локтевой части руки вводят четверть кубика физиологического раствора, содержащего радиоактивный (несколько десятков микрокюри) изотоп натрия  $^{24}\text{Na}$  ("бросают палку"). Тем самым небольшой объем крови, циркулирующей в организме, оказывается отмеченным радиоактивной меткой. Эту метку "видно" не хуже палки в реке, так как  $\gamma$ -излучение, испускаемое радиоактивным изотопом натрия, легко пронизывает ткани организма и может быть зарегистрировано специальными гамма-детекторами.

В результате появляется возможность следить за движением отмеченного объема крови в течение некоторого промежутка времени (пока физио-



логический раствор не распределится равномерно по всему объему крови). Обычно это делают с помощью гамма-счетчика, установленного около другой части организма, достаточно удаленной от места введения радиоактивного препарата (например, вблизи другой руки или у ноги). Через несколько десятков секунд после инъекции радиоактивного препарата счетчик отметит появление радиоактивности. Это кровь принесла сюда радиоактивный препарат, введенный в вену.

Измерения показали, что у взрослого человека среднее время перемещения крови от одной руки до другой составляет примерно 15 с, от руки до ноги — 20 с. Если счетчик расположить над большим сосудом, то удастся зарегистрировать появление двух максимумов радиоактивности (с интервалом около 40–45 с), которые соответствуют двум последовательным прохождениям радиоактивной волны крови. Это время полного кругооборота крови.

При каждой прохождении через сердце физиологический раствор с радиоактивной меткой разбавляется довольно большим объемом крови, находящейся в области сердца. Чем больше объем кровотока, тем быстрее происходит разбавление. Степень разбавления можно оценить по изменению концентрации радиоактивных атомов при выходе их из области сердца, т.е. по изменению радиоактивности. Значит, измеряя радиоактивность, можно определить объем кровотока. Математическая обработка результатов таких измерений показывает, что у здорового взрослого человека объем кровотока в единицу времени составляет 5,5–6 л/мин.

Наконец, если подождать достаточно долго (минут пять), то благодаря перемешиванию радиоактивные атомы распределятся равномерно по всему объему крови. Если теперь произвести анализ крови и сравнить полученную концентрацию радиоактивных атомов с их первоначальной концентрацией в физиологическом растворе, то, зная объем введенного раствора, можно вычислить полный объем крови. У взрослого человека его значение колеблется от 4 до 8 л. Аналогичным способом можно определить количество крови в какой-либо части тела (руке, ноге), если перед введением радиоактивного препарата выключить ее на время из общего кровообращения (например, при помощи прибора для измерения давления).

Большая серия исследований по диагностике различных заболеваний радиоизотопным методом основана на замечательной особенности организма коллекционировать в своих тканях некоторые химические вещества. Известно, например, что щитовидная железа выделяет из организма и накапливает в своей ткани йод, костная ткань — фосфор, кальций и стронций, печень — некоторые красители и т.п. При этом если орган работает нормально, то процесс накопления характеризуется определенной скоростью и количеством накопленного вещества; при нарушении же функции органа наблюдается отклонение от этого режима. Например, при базедовой болезни активность щитовидной железы резко возрастает, и это сопровождается как ускорением, так и увеличением накопления йода; при другом заболевании щитовидная железа, наоборот, функционирует слабее нормы, что сопровождается замедлением и уменьшением накопления йода.

За всеми этими особенностями накопления йода удобно следить с помощью его  $\gamma$ -радиоактивного изотопа. Если ввести в организм (с нормальной щитовидной железой) радиоактивный йод  $^{131}\text{I}$ , то уже через несколько минут он начнет накапливаться щитовидной железой, а через пару часов она "отфильтрует" от всего введенного в организм количества йода добрый десяток процентов!

Попав в щитовидную железу, атомы радиоактивного йода как бы посылают оттуда сигнал: "мы здесь, мы здесь". Этим сигналом является испускаемое ими  $\gamma$ -излучение, которое подобно рентгеновскому излучению легко пронизывает ткань организма и регистрируется гамма-счетчиками. Если щитовидная железа в норме, то через определенное время после введения в организм йода  $\gamma$ -излучение будет иметь некую оптимальную интенсивность. И сигнал будет звучать примерно так: "мы здесь, мы здесь, мы все в сборе, все в порядке!". Но если щитовидная железа функционирует неправильно, то интенсивность  $\gamma$ -излучения будет аномально высокой или, наоборот, низкой, и сигнал зазвучит тревожно: "мы здесь, мы здесь, но нас слишком много!" или "мы здесь, мы здесь, но нас маловато!".

Тот же радиоактивный йод  $^{131}\text{I}$  может быть использован для исследования работы печени, если им пометить специальный органический краситель бенгал-роз. Применение метода основано на том, что краска, введенная в кровь, выводится из организма только через печень. Скорость перехода краски из крови в печень, время задержки в печени и скорость выведения из печени во внешнюю среду определяются состоянием печени. При ее заболеваниях снижается как скорость перехода краски из крови в печень, так и скорость выведения ее из печени. За всеми этими особенностями работы печени опять-таки можно проследить с помощью гамма-счетчика, расположенного над поверхностью печени. Это несравненно удобнее для врачей и приятнее для больного, чем старый способ (без применения радиоактивного йода), который сводился к серии последовательных анализов крови для сравнения количества содержащейся в ней краски.

Аналогичный метод применим для исследования функции почек, если в кровь вводится другой препарат. В этом случае преимущества ядерно-физического метода ощутимы в буквальном смысле этого слова, так как обычные методы исследования довольно неприятны (утомительны для больного, как деликатно выражаются врачи).

Радионуклиды (йод  $^{131}\text{I}$ , фосфор  $^{32}\text{P}$ , коллоидное золото  $^{198}\text{Au}$  и др.) используются для выявления злокачественных опухолей в различных органах. Диагностика злокачественных опухолей основана на том, что клетки опухоли иначе накапливают радиоактивный препарат по сравнению с клетками здоровой ткани. Известно, например, что опухоль характеризуется повышенным накоплением радиоактивного фосфора по сравнению с нормальной тканью. По-видимому, это связано с тем, что соединения фосфора являются богатым источником химической энергии, избыток которой необходим для биосинтеза белков быстрорастущей злокачественной ткани.

Радиоактивный фосфор испускает  $\beta$ -частицы со средним пробегом в ткани около 3 мм (максимальный пробег 8 мм). Поэтому фосфор  $^{32}\text{P}$  используется в диагностике опухолей, расположенных вблизи от поверхности тела (кожа, мягкие ткани плеча и бедра), или в сравнительно легкодоступных полостях (гортань, пищевод и др.). В этих случаях бета-счетчик (для полостей применяется специальный бета-зонд) можно расположить настолько близко к опухоли, что удастся зарегистрировать  $\beta$ -излучение, испускаемое  $^{32}\text{P}$ .

Радиоактивные изотопы йода ( $^{131}\text{I}$ ) и золота ( $^{198}\text{Au}$ ) испускают  $\gamma$ -излучение, легко пронизывающее ткани человеческого тела. Поэтому они используются в диагностике опухолей внутренних органов (щитовидная железа, мозг, печень и др.). Радионуклид вводится внутривенно вместе с физиологическим раствором ( $^{198}\text{Au}$ ) или в составе специальных веществ



(<sup>131</sup>I). Для печени таким веществом является упоминавшаяся органическая краска бенгал-роуз, для мозга — диодифлуоресцеин и альбумин. (Эти вещества адсорбируются опухолевой тканью мозга охотнее, чем нормальной.)

$\gamma$ -Излучение, испускаемое <sup>131</sup>I, регистрируется гамма-счетчиком, защищенным свинцовым коллиматором с небольшим входным отверстием. Такое устройство позволяет регистрировать  $\gamma$ -излучение, приходящее в счетчик по определенному направлению. Меняя положение счетчика относительно исследуемого органа, можно получить топографию распределения в нем радиоактивного вещества и в случае ее аномального характера высказать предположение о наличии опухоли. Для более точной локализации опухоли исследования можно проводить двумя гамма-счетчиками, расположенными на некотором расстоянии и под углом друг к другу. Каждый счетчик с помощью свинцового коллиматора выделяет свое направление, по которому приходит  $\gamma$ -излучение максимальной (или, наоборот, минимальной) интенсивности. По точке пересечения двух таких направлений можно достаточно точно "запечатлеть" место расположения опухоли внутри исследуемого органа.

Более совершенным способом радиоизотопного исследования внутренних органов является использование специальных автоматически действующих приборов — скеннеров. Главная часть скеннера — гамма-счетчик с коллиматором — с постоянной скоростью перемещается над поверхностью исследуемого органа, последовательно просматривая каждый его участок и фиксируя испускаемое им  $\gamma$ -излучение. Результаты скеннер выдает в виде так называемой скеннограммы, т.е. фотопленки, степень почернения которой в разных местах соответствует интенсивности зарегистрированного  $\gamma$ -излучения (сравните с рентгенограммой). В некоторых конструкциях интенсивность  $\gamma$ -излучения отмечается на обычной бумаге числом штрихов или точек на единицу пути, пройденного счетчиком. Скеннограмма дает представление о распределении радионуклида в организме. В частности, с ее помощью можно уточнить расположение органа, его размеры и форму, а также выявить места возможных опухолевых поражений. Так, радионуклиды осуществляют не только „радиопередачу“, но и своеобразную „телепередачу“ из внутренних органов человеческого тела.

Кроме диагностики радионуклиды находят широкое применение для лечения. Метод меченых атомов внес существенный вклад в борьбу с отравлениями. Он позволяет проследить за путями поступления ядовитого вещества в организм, особенностями его вредного действия и за способом выведения из организма. Вполне понятно, что в результате такого детального изучения поведения ядовитого вещества удается выработать наиболее правильный способ быстрого удаления его из организма. Аналогичные задачи решаются при исследовании новых лекарств, но с той разницей, что здесь преследуются обратные цели — найти способ быстрее доведения лекарства до нуждающегося в нем органа и в необходимых количествах.

Особенно велико применение радионуклидов в медицине для лучевой терапии. Сущность биологического действия радиоактивных веществ на организм заключается в следующем. Радиоактивное излучение вызывает ионизацию атомов и молекул органических и неорганических веществ, входящих в состав организма (в том числе воды). Образовавшиеся ионы обладают очень высокой химической активностью, благодаря чему они реагируют с молекулами ткани. В результате этого воздействия функции

ткани изменяются: нарушается обмен веществ, изменяется интенсивность размножения клеток (вплоть до полного его подавления).

Различают два способа лечения излучением: воздействие на нервную систему с целью восстановления функций какого-либо органа и непосредственное воздействие на заболевший орган, например облучение злокачественных опухолей. Теоретической основой лечения опухолей излучением является повышенная чувствительность клеток опухоли к облучению по сравнению с клетками нормальной ткани.

Ионизирующее излучение можно подвести к нуждающемуся в нем органу как извне организму, так и изнутри. В первом случае применяют специальные аппараты, заряженные  $\gamma$ -радионуклидами (так называемые кобальтовые пушки и др.), радиоактивные повязки (например, для лечения кожи), радоновые ванны, а в последние годы — пучки частиц, полученных с помощью ускорителей. Во втором случае радионуклид вводится в ткань с помощью специальных полых игл или используется описанная выше способность органов накапливать некоторые вещества. Так, для лечения базедовой болезни пользуются свойством щитовидной железы накапливать иод. Введя в организм достаточно большое количество радиоактивного иода <sup>131</sup>I, можно добиться того, что испускаемое им излучение снизит повышенную функцию щитовидной железы до нормы.

Из этих примеров особенно наглядно видны чудесные возможности радионуклидов в медицине. Они не только пробираются в самые потайные места организма, чтобы поставить диагноз заболевания и сообщить о нем при помощи "радиорепортажа" и "телепередачи", но и предпринимают активные действия для лечения заболевшего органа.

В заключение следует заметить, что роль ядерной физики в медицине отнюдь не ограничивается применением ее методов исключительно для исследования человеческого организма. Не меньшее значение имеют успехи ядерной физики и по другим, родственным, направлениям. В фармакологии — это приготовление меченых лекарств, в том числе *растительного* происхождения, в эпидемиологии — получение меченых микробов, в медицинском приборостроении — создание портативного прибора, заменяющего рентгеновский аппарат, в антисептике — стерилизация медицинского инструмента  $\gamma$ -излучением и т.д. и т.п.

## § 32. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И АРХЕОЛОГИЯ

*Хронология древностей. — Точные науки и хронология. — "Замо-роженный" магнетизм. — Радиоуглеродный метод. — Читатель снова летит в прошлое. — Пенек и мумия в роли часов. — Постерный возраст. — О "правилах игры" в науке. — Читатель становится физиком. — Расчет опыта. — Трудности измерения. — "Омоложение" каменного угля. — Дерево как машина времени. — Нераскрытый секрет природы. — Трудная наука — физика!*

Вас не удивляет заголовок этого параграфа? Археология — наука гуманитарная. Она изучает историю человеческого общества по памятникам материальной культуры, например по орудиям

труда или по произведениям искусства. Основной способ изучения — раскопки. Спрашивается, какое отношение может иметь к гуманитарной науке ядерная физика? Оказывается, самое непосредственное: в ядерной физике разработан один из лучших методов хронологии древностей.

При изучении прошлого очень важно правильно определить, к какому периоду развития человеческого общества относится та или иная археологическая находка. Археологи умеют это делать по письменным источникам, по последовательности наслоения пластов земли, содержащих остатки древней культуры, по рисунку годичных колец на деревьях, использованных для древних построек\*, по чередованию животного и растительного мира и др. Однако перечисленные методы не всегда дают однозначный количественный ответ в абсолютной форме, т.е. ответ типа "найденный предмет относится к такому-то году до н.э. (или после н.э.)"; чаще ответ носит не абсолютный, а относительный полукачественный характер типа "предмет № 1 старше предмета № 2, а предмет № 2 старше предмета № 3". Поэтому заключения, полученные с помощью перечисленных выше способов, всегда хочется подтвердить какими-то совсем другими, количественными методами, основанными на точных науках: физике, химии, астрономии. Такие возможности имеются.

Известно, например, что кости животных по мере их пребывания в земле закономерно изменяют свои физические и химические свойства, благодаря чему, образно говоря, череп древнего человека нельзя спутать с черепом современной обезьяны; металлографическое исследование ископаемых металлических предметов позволяет отнести их к тому или иному историческому периоду по особенностям структуры металла или сплава и по технологии изготовления найденного изделия; в письменных источниках иногда упоминаются затмения, время наступления которых астрономы умеют рассчитывать как вперед, так и назад с исключительной точностью. Однако первый и второй методы носят, скорее, относительный, чем абсолютный характер, и, кроме того, их применение ограничено только одним типом археологических находок (костями в первом случае и металлами или сплавами во втором). К тому же первый метод не отличается высокой точностью. Третий метод совершенно уникален по своей точности, но его применение носит эпизодический характер: оно возможно только в случае упоминания о "небесном знаменнии" в письменном памятнике (вспомните "Слово о полку Игореве"). Лет пятнадцать тому назад был предложен метод опреде-

\* Каждому отрезку времени соответствует определенное чередование толстых и тонких годичных колец у деревьев данной климатической зоны. Это чередование определяется особенностями изменения метеорологических условий в это время.

ления возраста керамических находок по „зафиксированному“ в них магнитному полю Земли, существовавшему в данном районе в момент обжига изделия. Этот метод очень интересен, но для его применения надо провести труднейшую работу по составлению магнитных карт Земли для прошедших столетий.

Словом в настоящее время ни один из перечисленных методов, основанных на точных науках, не может удовлетворить археологов. И только с помощью ядерной физики удалось создать достаточно точный и надежный метод абсолютной хронологии.

В 1948 г. американский ученый Либби предложил так называемый *радиоуглеродный* метод хронологической маркировки ископаемых находок органического происхождения (за изобретение и разработку этого метода Либби была присуждена в 1960 г. Нобелевская премия по физике). Идея радиоуглеродного метода заключается в измерении остаточной радиоактивности  $A$  найденного предмета и сравнения ее с некоторым стандартным значением  $A_0$ . Чем сильнее отличается радиоактивность найденного предмета от стандартной, тем старше предмет.

Поясним почему так получается. Как известно, в процессе обмена веществ живое растение усваивает из воздуха углекислоту  $\text{CO}_2$ . Основная часть углерода, входящего в состав углекислоты, представлена стабильными изотопами  $^{12}\text{C}$  (99 %) и  $^{13}\text{C}$  (около 1 %). Однако кроме них в составе  $\text{CO}_2$  имеется еще очень небольшая ( $10^{-10}$  %) примесь *радиоактивного* изотопа углерода  $^{14}\text{C}$  [он может возникать в реакции  $^{14}_7\text{N}(n, p)^{14}_6\text{C}$ , идущей на атмосферном азоте; нейтроны, необходимые для этой реакции появляются в атмосфере за счет процессов, вызываемых космическими протонами]. Этот изотоп углерода усваивается живым организмом вместе с основными изотопами  $^{12}\text{C}$  и  $^{13}\text{C}$ . Содержание  $^{14}\text{C}$  в атмосфере с течением времени почти не изменяется (средняя интенсивность космического излучения мало меняется со временем), поэтому и процентное содержание  $^{14}\text{C}$  в живом растении также практически неизменно (не зависит от исторической эпохи). Один грамм углерода *живой* древесины содержит сегодня примерно такое же количество  $^{14}\text{C}$ , как и, скажем, 10000 лет тому назад. Это обстоятельство и позволяет располагать археологические находки во времени. Чтобы яснее понять, как это делается, поставим следующий мысленный опыт.

Найдем на земном шаре старый лес, о котором можно с уверенностью предположить, что он растет на этом месте уже не одно тысячелетие. Выберем в этом лесу район с добротными многолетними деревьями. Принесем туда из § 28 нашу машину времени, сядем в нее и перенесемся на 10000 лет назад (рис. 45). Если место было выбрано правильно, то мы окажемся в том же лесу в период его молодости. Выйдем из машины, срубим многолетнее дерево, выделим из него углерод, проанализируем его на радиоактивность и пересчитаем полученное значение на число радиоактивных ядер\*. Мы обнаружим, что древесина *свежесрубленного* дерева содержит

\* Для выделения углерода надо сжечь кусок древесины в замкнутом объеме и обработать образовавшуюся углекислоту магнием.

$N_0$  ядер  $^{14}\text{C}$  на 1 г углерода. Запомним этот результат и пометив на всякий случай срубленное дерево номером (№ 1), сядем снова в машину времени и на этот раз продвинемся на 5000 лет вперед. Срубим второе дерево (№ 2) и проанализировав его, мы убеждаемся в том, что и через 5000 лет 1 г углерода, выделенного из свежесрубленной древесины, содержит те же  $N_0$  ядер  $^{14}\text{C}$ . Запомним и этот результат, пролетим еще 5000 лет вперед, т.е. возвратимся в настоящее, и срубим третье дерево (№ 3). Его анализ также дает  $N_0$  ядер  $^{14}\text{C}$  на 1 г углерода. Заинтересовавшись этим совпадением (нет ли ошибки?), мы решаем повторить измерения, но уже без машины

времени. (Зачем опять лететь в прошлое, когда все три срубленных и пронумерованных дерева лежат перед нами!) Однако, делая повторные измерения, мы приходим в ужас, так как только дерево № 3 дало тот же результат, что и раньше ( $N_0$ ), а первое и второе деревья дали соответственно  $N_0/4$  и  $N_0/2!$  В чем же дело? Где ошибка?

Никакой ошибки нет! Мы измеряли всегда правильно, но в разных условиях. Ведь второе измерение дерева № 1 (№ 2) было сделано через 10 000 (5000) лет *после того*, как его срубили, т.е. после того как оно перестало усваивать  $^{14}\text{C}$  из атмосферы. Начиная с этого момента количество  $^{14}\text{C}$  в древесине уже не может оставаться неизменным: оно должно уменьшаться по закону радиоактивного распада (см. § 5):

$$N(t) = N_0/2^{t/T_{1/2}}.$$

Срубленное дерево ведет себя подобно песочным часам, но роль песчинок

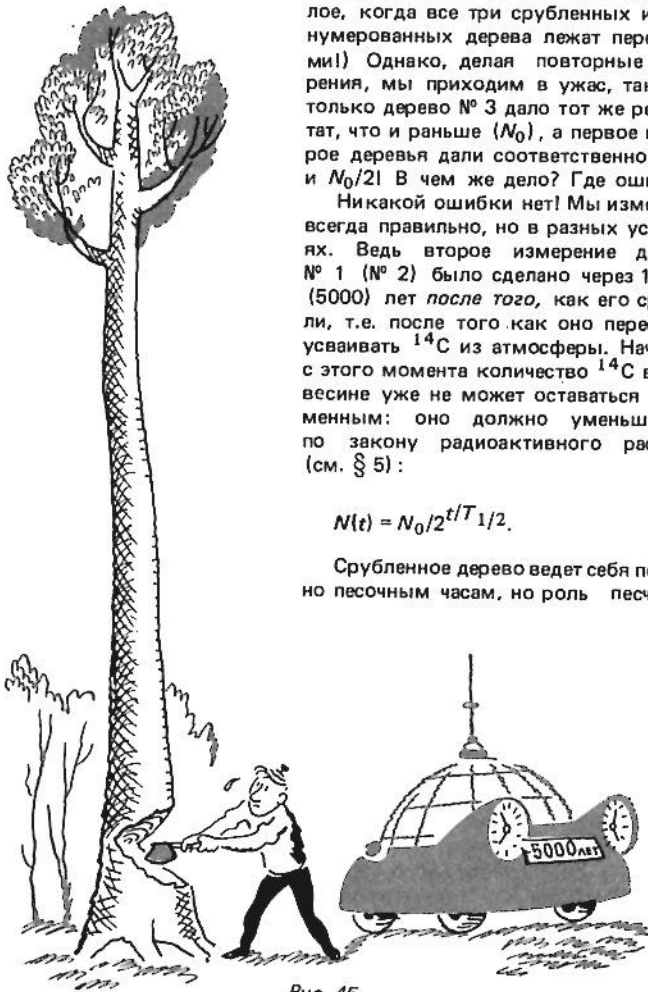


Рис. 45

в нем играют радиоактивные ядра  $^{14}\text{C}$ . Чем больше времени  $t$  прошло с момента, когда было срублено дерево, тем меньше остается в нем радиоактивных ядер. Но в отличие от песочных часов, где песок высыпается равномерно и через некоторое время  $t = t_0$  обязательно высыпется весь, уменьшение радиоактивного "песка" в наших "деревянных часах" происходит совсем по-другому.

Через время  $t$ , равное одному периоду полураспада ( $t = T_{1/2}$ ), в каждом грамме углерода от первоначального числа радиоактивных ядер  $N_0$  остается только половина:

$$N(T_{1/2}) = N_0/2,$$

через  $t = 2T_{1/2}$  — половина от того, что было в момент  $t = T_{1/2}$ , т.е. одна четверть первоначального количества  $N_0$ :

$$N(2T_{1/2}) = (1/2)N(T_{1/2}) = N_0/4; \quad (154)$$

через  $t = 10T_{1/2}$  — примерно одна тысячная доля:

$$N(10T_{1/2}) = N_0/2^{10} = N_0/1024. \quad (155)$$

и т.д. (рис. 46). Радиоактивный "песок" никогда не "высыпется" из "деревянных" часов полностью!

Период полураспада для  $^{14}\text{C}$  приблизительно равен:

$$T_{1/2} (^{14}\text{C}) \approx 5000 \text{ лет}. \quad (156)$$

[Более точное значение  $T_{1/2} (^{14}\text{C})$ , полученное усреднением пяти последних по времени измерений, равно  $T_{1/2} (^{14}\text{C}) = (5730 \pm 20)$  лет. Округленное значение  $T_{1/2} \approx 5000$  лет выбрано для простоты.] Поэтому оставшаяся радиоактивность срубленного дерева через 5000 лет должна составлять 50%, а через 10000 лет — 25% первоначальной. Этим и объясняется отличие вторых измерений от первых для деревьев № 2 и 1. Что касается

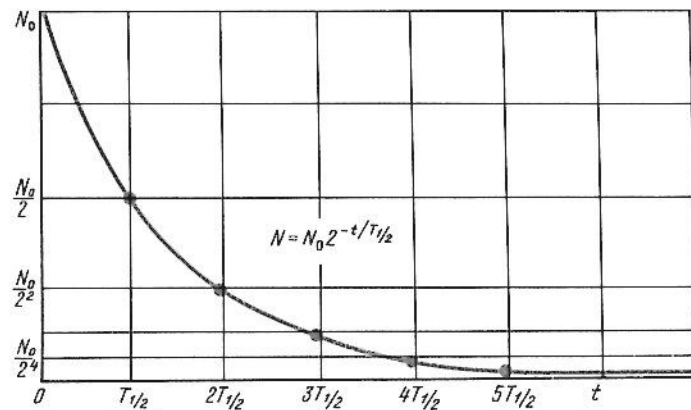


Рис. 46



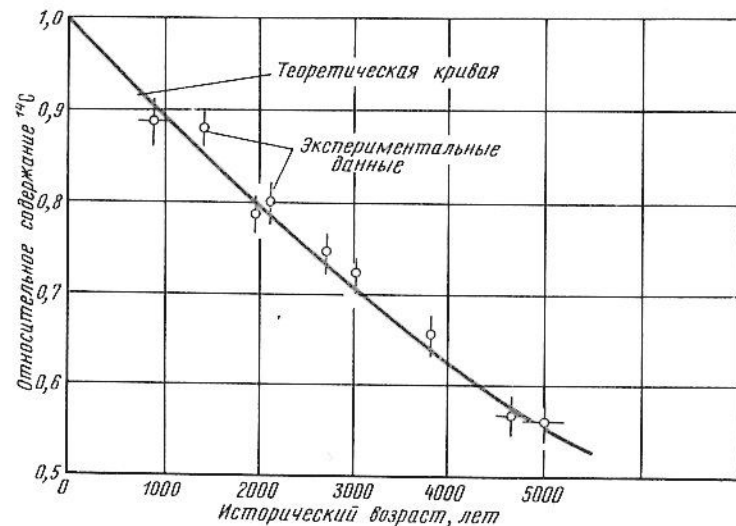


Рис. 47

дерева № 3, то для него оба измерения были сделаны практически одновременно (предполагается, что путешествие на машине времени происходит мгновенно), поэтому они и не различаются между собой. Значит, по результатам одних только повторных измерений можно установить, какое дерево когда было срублено. Ни первые измерения, ни метки на деревьях, ни машина времени не оказались нужны! А если так, то можно сделать следующий шаг и перейти от неосуществимого мысленного опыта к опыту, принципиально возможному.

Представьте себе, что при археологических раскопках вы нашли древний деревянный предмет. Тогда, исследовав радиоактивность  $A(t)$  и сравнив полученное значение со значением  $A_0$ , известным для живой древесины, можно определить  $t$ , т.е. время, прошедшее с момента, когда было срублено дерево, из которого изготовили этот предмет. Аналогичным способом можно определить и дату смерти живого существа, если измерить радиоактивность его останков. Такая возможность связана с тем, что животное (пока оно живет), так же как и растение, имеет постоянное число ядер  $^{14}\text{C}$  на 1 г углерода (травоядное животное получает  $^{14}\text{C}$  через растительные продукты питания, плотоядное — через травоядных животных).

Итак, в каждом растении и в каждом живом существе имеется два вида часов. Одни — биологические, которые показывают возраст жизни. Они начинают ходить, когда организм рождается, и останавливаются, когда он умирает. Стрелками этих часов являются возрастные изменения организма (например, годовые

кольца у дерева, морщины у человека и т.п.). Другие — радиоуглеродные, которые показывают "возраст" смерти. Эти часы стоят, пока растение растет, а животное живет. Смерть заводит их, и тогда они ходят вечно. Стрелками этих часов служит остаточная радиоактивность углерода, входящего в состав растения или животного.

Первая проверка надежности радиоуглеродного метода была произведена по археологическим памятникам с известным возрастом (годовые кольца у многолетних деревьев, деревянные части гробниц фараонов, время смерти которых установлено из папирусов, и т.п.). Она дала хорошее согласие с ранее известными датами (рис. 47), после чего в новый метод поверили и его стали широко применять. Это позволило распутать множество хронологических загадок, решение которых было не под силу "чистой" археологии. В результате метод радиоуглеродных часов считается одним из самых надежных методов датировки ископаемых предметов органического происхождения.

Но, конечно, высказанное утверждение справедливо только в том случае, если методом правильно пользоваться. Любой научный метод имеет определенную область применимости, в пределах которой он дает правильные результаты. Выход за пределы этой области недопустим, так как он неизбежно приведет к ошибкам и, следовательно, к неоправданному разочарованию в возможностях метода. Есть такие "правила игры" и у радиоуглеродного метода. Невыполнение их может привести (и неоднократно приводило) к неконтролируемому сдвигу в определяемых датах, причем подчас дело доходит до анекдотических заключений. По измеренной радиоактивности может получиться, что некоторые из ныне живущих организмов должны были уже давным-давно (несколько столетий тому назад) умереть, тогда как другие из ныне здравствующих, судя по их радиоактивности, еще и не родились, что вышележащие слои земли образовались раньше нижележащих, что некое древнее изделие изготовлено из дерева, которое к тому моменту еще не могло вырасти, и т.д.

Вот о том, почему такие нелепости иногда получаются, как сделать, чтобы они не получались, от чего зависит точность измерений и как ее оценить, мы и хотим теперь поговорить.

Давайте сделаем еще один шаг и перейдем от рассмотрения идеи принципиально возможного опыта к расчету реального эксперимента. Для этого читателю придется на время превратиться в физика-экспериментатора и погрузиться в его заботы.

Предположим, что перед нами поставлена задача определения возраста археологической находки с погрешностью  $\pm 100$  лет. Казалось бы, очень скромное требование, не правда ли? Посмотрим, однако, к чему оно приведет на практике.

Период полураспада  $^{14}\text{C}$  превышает 5000 лет. Поэтому активность образца убывает очень медленно. Легко подсчитать, что за



100 лет (точнее говоря, за 80) она уменьшается всего на 1%. Отсюда следует, что для определения даты с погрешностью  $\pm (80-100)$  лет надо быть уверенным в правильности измерения радиоактивности образца с погрешностью не более  $\pm 1\%$ . Спрашивается, как этого достичь?

Известно, что результаты измерений, получаемых с помощью счетчиков, носят статистический характер, причем отклонение измеренного значения  $n$  от истинного значения  $n_0$  достигает  $\pm\sqrt{n}$ . Точнее говоря, вероятность того, что истинное значение  $n_0$  заключено в пределах  $n - \sqrt{n} < n_0 < n + \sqrt{n}$ , равна 67%. Если взять более широкие пределы  $n - 2\sqrt{n} < n_0 < n + 2\sqrt{n}$ , то вероятность будет составлять около 90%. Для того чтобы погрешность измерения была не хуже 1%, надо обеспечить выполнение неравенства

$$\sqrt{n}/n < 0,01, \text{ т.е. } n > 10000. \quad (157)$$

Физики в таких случаях говорят: надо набрать статистику из 10000 случаев распада. Трудно это или легко? Ответ на этот вопрос зависит от величины измеряемого эффекта, т.е. от радиоактивности исследуемого образца, которая выражается числом распадов в единицу времени\*.

Согласно закону радиоактивного распада, число распадов  $\Delta N$ , происходящих за промежуток времени  $\Delta t$  (предполагается, что  $\Delta t \ll T_{1/2}$ ), пропорционально этому промежутку и числу радиоактивных ядер  $N$ :

$$\Delta N = -\lambda N \Delta t. \quad (158)$$

Коэффициентом пропорциональности служит *постоянная радиоактивного распада*

$$\lambda = 0,69/T_{1/2} \text{ с}^{-1}. \quad (159)$$

[Знак минус в (158) отмечает факт убывания числа радиоактивных ядер при их распаде.] Величина

$$dN/dt = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} (\Delta N/\Delta t), \quad (160)$$

характеризующая мгновенную скорость убывания числа радиоактивных ядер, и определяет радиоактивность исследуемого образца:

$$dN/dt = -\lambda N(t) \quad (161)$$

Величину  $dN/dt = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} (\Delta N/\Delta t)$  называют *производной* функции

\* За единицу радиоактивности принят 1 распад в секунду (1 расп./с = 1 Бк  $\approx 0,27 \cdot 10^{-10}$  Ки)

$N(t)$ . В высшей математике есть способы вычисления производных для функций разного вида. Уравнение (161) называется дифференциальным уравнением. Его решение приводит к экспоненциальному закону радиоактивного распада

$$N(t) = N_0/2^{t/T_{1/2}}. \quad (162)$$

Числовые значения  $\lambda$  и  $N$  таковы:

$$\lambda = \frac{0,69}{5730} \text{ лет}^{-1} = \frac{0,69}{5730 \cdot 365 \cdot 86400} \approx 4 \cdot 10^{-12} \text{ с}^{-1}; \quad (163)$$

$$N({}_6\text{C}) = \frac{N_A}{A} = \frac{6,022 \cdot 10^{23}}{12} \approx 0,5 \cdot 10^{23}, \quad (164)$$

где  $N_A$  — постоянная Авогадро;  $A$  — атомная масса углерода. С учетом концентрации  ${}^{14}\text{C}$  в углероде (порядка  $10^{-12}$ )

$$N({}^{14}_6\text{C}) \approx 10^{-12} N({}_6\text{C}) \approx 0,5 \cdot 10^{11} \text{ г}^{-1}. \quad (165)$$

Подставив числовые значения  $\lambda$  и  $N$  в формулу (161), получим

$$dN/dt \approx 2 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}, \quad (166)$$

или около 12 распадов в минуту для 1г (более точный подсчет дает 14–15 расп./мин).

Вы видите, что даже *начальная* радиоактивность 1г углерода не так уж велика: для ее измерения с 1%-ной погрешностью потребуется

$$10000/12 \cdot 60 \approx 14 \text{ ч.} \quad (167)$$

А если исследуемый предмет пожелал в земле, например, 50000 лет (около десяти периодов полураспада), то от первоначальной активности остается только  $\sim 1/1000$  доля, т.е. эффект будет составлять всего 17 расп./сут. И для того чтобы набрать статистику в 10000 распадов, потребуется более полутора лет!

Вот вам первая трудность при расчете и выполнении реального эксперимента, причем на самом деле все обстоит значительно сложнее, чем в нашем упрощенном изложении. Мы не учитывали ни эффективности детектора, которая может заметно отличаться от 100%, ни собственного фона установки, который надо обязательно измерять и вычитать из измеренного эффекта. Результаты измерения фона ( $n_{\phi}$ ) имеют статистический разброс  $\pm\sqrt{n_{\phi}}$ , который надо учитывать при вычислении точности измерения. Это приводит к необходимости увеличения статистики для достижения той же точности; особенно большое увеличение статистики требуется при малых эффектах, когда фон сравним с самим эффектом.

Конечно, измерения можно провести быстрее, если увеличить массу образца. Однако это не всегда возможно, и не только из-за уникальности образцов (которые при переработке в углерод погибают), но и из-за особенностей применяемой методики регистрации. Так, работа с твердым углеродом требует нанесения его на внутреннюю поверхность детектора очень тонким слоем, в котором трудно разместить большое количество углерода. Работа с большим количеством углекислого газа затруднительна из-за того, что она требует детекторов очень большого объема. (Объем углекислоты, содержащей 1 г углерода, составляет при атмосферном давлении около 6 л.) Практически физику всегда приходится искать компромиссное решение, которое было бы приемлемым и по точности, и по времени измерения (в ответственных случаях можно обогащать углерод, выделенный из образца, его радиоактивным изотопом  $^{14}\text{C}$ , т.е. повышать концентрацию  $^{14}\text{C}$ ).

Но вот измерения сделаны, набрана нужная статистика, из которой вытекает намеченная точность определения даты. Что же, все в порядке? Можно выдавать дату археологам? Оказываясь, нет!

Существует вторая, очень серьезная трудность, связанная с опасностью загрязнения образца более молодым углеродом. Выше мы говорили, что углерод из образца 50000-летнего возраста имеет примерно в 1000 раз меньшую радиоактивность, чем современный углерод. Значит, достаточно добавить в этот старый углерод 0,1 % молодого углерода, чтобы радиоактивность образца увеличилась вдвое, и тогда вычисленный возраст образца окажется меньше истинного на целый период полураспада  $^{14}\text{C}$ , т.е. более чем на 5000 лет! А если вы исследуете совсем старый образец, возраст которого исчисляется миллионом лет, а остаточная радиоактивность практически равна нулю ( $N_0/2^{200}$ ), то 0,1 %-ное загрязнение молодым углеродом приводит к кажущемуся уменьшению возраста до 50000 лет, т.е. в 20 раз! Загрязнение же порядка 0,1 % и даже больше ископаемый предмет получает за тысячелетия своего посмертного существования сравнительно просто (в результате контакта с подпочвенными водами, воздухом и т.п.).

Для борьбы с этой трудностью разработаны специальные способы очистки образцов от загрязнения молодым углеродом, однако современные методы очистки все же оставляют в древних образцах молодой углерод в количестве, эквивалентном 70000-летнему возрасту. Это значит, что любые чрезвычайно древние породы, например каменный уголь, по радиоуглеродному методу имеют возраст не старше 70000 лет. Таким образом, остаточное (после очистки) загрязнение молодым углеродом определяет верхнюю границу применимости радиоуглеродного метода. Радиоуглеродные часы отсчитывают время назад не дальше 70-го

тысячелетия. И чем ближе к этому пределу, тем сильнее они врут! Но зато чем дальше от него, тем остаточное загрязнение менее страшно. Для образца 5000-летней давности, например, 0,1 %-ное загрязнение молодым углеродом приведет к его "омоложению" примерно на 15 лет, что дает погрешность определения возраста всего 0,3 %.

Итак, и с этой трудностью мы умеем справляться (или во всяком случае знаем, где ее надо опасаться.) Теперь все? Нет, опять не все! Существует и третья, пожалуй, самая большая и самая неприятная трудность.

Выше мы говорили, что начальная активность 1 г углерода, извлеченного, например, из свежесрубленного дерева (или только что погибшего животного), почти не зависит ни от времени (вспомните наши деревья № 1, 2 и 3), ни от места (дерева можно рубить и в Европе, и в Америке, и в Австралии). В первом приближении это верно, но то, что отмечено словом "почти", может составлять несколько процентов. Получается это потому, что атмосфера в разное время и в разных местах земного шара может быть по-разному загрязнена нерадиоактивным или, наоборот, радиоактивным углеродом. Избыток нерадиоактивного углерода образуется в промышленных районах при сжигании больших количеств *древнего* (т.е. практически нерадиоактивного) топлива, такого, как нефть, каменный уголь (эффект Зюсса). Избыток радиоактивного углерода возникает, например, при испытании водородных бомб. Концентрация  $^{14}\text{C}$  в углекислом газе может меняться также из-за изменения интенсивности космического излучения, которое наблюдается при изменении активности Солнца, из-за интенсивного перемешивания "молодого" и "старого" углекислого газа в местах, где имеется как тот, так и другой (над поверхностью океанов), причем два последних эффекта существовали и в минувшие тысячелетия.

Очень интересен способ экспериментальной проверки существования описанных эффектов. Сравнительно просто убедиться в наличии зависимости  $N_0$  от места на земном шаре: надо исследовать на радиоактивность деревья, растущие на разных континентах. А как быть с проверкой зависимости  $N_0$  от времени? Ведь машины времени у нас все-таки нет! Есть машина времени! Ею является само дерево, если оно достаточно многолетнее.

Мы уже говорили, что рисунок годовых колец многолетнего дерева позволяет судить об изменении метеорологических условий за время жизни дерева. Чем толще кольцо, тем больше тепла и влаги получило дерево в соответствующем году. Чем тоньше кольцо, тем хуже были условия для роста дерева. И, что очень важно, метеорологические условия данного года уже не могут изменить толщины колец, выросших за предыдущие годы. Таким образом, дерево автоматически записывает на своем собственном теле, как на папирусе, хронологию климата.

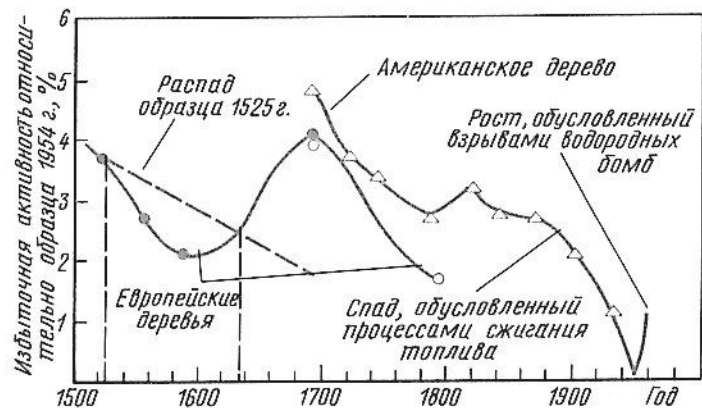


Рис. 48

Точно так же обстоит дело и с содержанием  $^{14}\text{C}$ . Если в каком-нибудь году атмосферный углекислый газ содержал аномально много (или, наоборот, мало)  $^{14}\text{C}$ , то древесное кольцо, соответствующее этому году, будет иметь большую (меньшую) радиоактивность, чем соседние (конечно, при сравнении двух колец надо обязательно учитывать небольшое убывание радиоактивности из-за распада за те годы, на которые одно кольцо старше другого).

Опыт, проведенный с многолетними деревьями, подтвердил эти ожидания. Начальная радиоактивность  $N_0$  древесных колец действительно обнаруживает как регулярный спад (рост), обусловленный сжиганием древесного топлива (испытанием водородных бомб, рис. 48\*), так и небольшие (около 1%) нерегулярные колебания, вызванные вариациями интенсивности космического излучения или другими неконтролируемыми явлениями. (Об одном любопытном использовании этого эффекта рассказано в § 34, п. 1). Для правильности хронологических определений все перечисленные изменения начальной радиоактивности надо учитывать. Это можно сделать, когда знаешь характер изменения  $N_0$  со временем (да и то не всегда: пунктирная линия на рис. 48 имеет две точки пересечения, соответствующие 1525 и 1635 гг.), и невозможно, если он неизвестен. К сожалению, именно так обстоит дело для ископаемых находок, возраст которых превышает несколько тысячелетий. В этом случае вместо кривой изменения  $N_0$  со временем приходится рисовать полосу, ширина

\* Рис. 48 заимствован из статьи Л.С. Клейна "Археология спорит с физикой" ("Природа", 1966, № 2 и 3), которую мы рекомендуем читателям, заинтересовавшимся радиоуглеродным методом.

которой определяется предполагаемым размахом колебаний  $N_0$  в прошлом (рис. 49). Кривая радиоактивного распада пересекается с этой полосой и точках А и Б, которые и определяют неконтролируемую погрешность в измеренном возрасте. Если предположить, что колебания в значении  $N_0$  в прошлом не превосходили 1%, то неконтролируемая погрешность будет составлять  $\pm 80$  лет, если же колебания достигали  $\pm 3\%$ , то погрешность в определении возраста достигнет  $\pm 250$  лет (А' и Б'). И значение этой погрешности нельзя уменьшить никаким увеличением статистики и никакой очисткой.

Продолжая аналогию с песочными часами, можно сказать, что нам неизвестно, сколько именно песчинок было засыпано в конкретные экземпляры часов в момент их изготовления и запуска. Мастер, изготовлявший часы, засыпал в них в разные годы различное количество песка, допуская отклонение от среднего на  $\pm 3\%$ . По какому закону он это делал (в какие экземпляры засыпал больше, а в какие меньше), пока неизвестно. Ясно, что сколь бы точно ни измеряли мы количество песка,

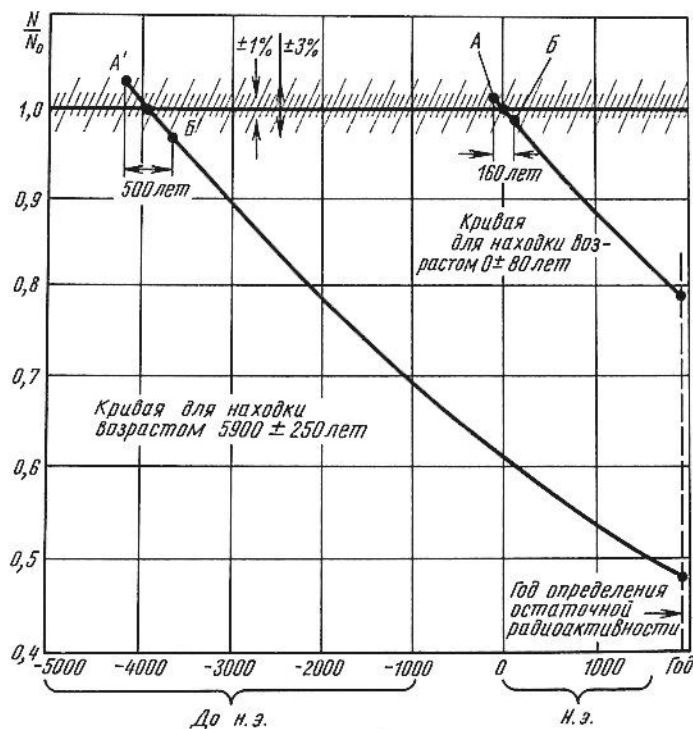


Рис. 49

Глядя на мир, нельзя не удивляться!

К. Прутков

### § 33. ЧТО УМЕЕТ И О ЧЕМ МЕЧТАЕТ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

*Достижения в народном хозяйстве. — Успехи в развитии наук. — Задачи самоусовершенствования. — Занимательная коллекция.*

оставшегося в таких часах к настоящему моменту, нам не удастся определить время их изготовления и запуска с погрешностью менее  $\pm 3\%$ , пока не будет отгадан секрет мастера. Будем надеяться, что в конце концов секрет мастера-Природы будет раскрыт и мы узнаем, по какому закону изменялась величина  $N_0$  в минувшие тысячелетия. Тогда удастся более точно определять возраст находок радиоуглеродным методом. А пока от него не надо требовать больше того, что он может дать, и тогда никаких нелепостей при определении возраста не будет.

Вы видите, какая нелегкая жизнь у физика, как трудно перейти от прозрачного по идее мысленного опыта к реальному эксперименту, сколько препятствий стоит на пути к получению результата, как легко можно ошибиться при его интерпретации! А ведь мы ни словом не обмолвились о трудностях изготовления и наладки приборов, позволяющих регистрировать ничтожно малую радиоактивность. Эти приборы должны иметь большую чувствительность, практически 100%-ную эффективность, ничтожный фон, высокую стабильность и другие уникальные свойства. Обычно подобные приборы физик делает и настраивает сам, и зачастую на это уходит гораздо больше времени, чем на собственно эксперимент. Особенно трудно бывает добиться низкого фона.

Фон может быть внутренним (небольшая собственная радиоактивность материалов, из которых изготовлен прибор, нестабильность электропитания, шумы электронной аппаратуры и др.) и внешним (высокочастотные помехи, нейтроны и  $\gamma$ -кванты из находящегося поблизости реактора или ускорителя, космические мюоны и др.).

Для защиты от нейтронов обычно используют борированный полиэтилен и кадмий, для защиты от  $\gamma$ -излучения — свинец. Это так называемая *пассивная защита*. Она не спасает от сильно проникающих космических мюонов, для борьбы с которыми прибегают к *активной защите*. Идея активной защиты заключается в окружении прибора пластинами из сцинтиллирующей пластмассы, в которой мюоны по дороге в прибор создают импульсы. Эти импульсы при помощи специальной электронной *схемы антисовпадений* запрещают регистрацию мюонов прибором. При особо высоких требованиях к фону прибегают к размещению прибора глубоко под землей.

Да, жизнь у физика трудная, но зато и очень интересная!

Ядерная физика — сравнительно молодая наука. Атомное ядро открыли в 1911 г., первый реактор был пущен в 1942 г., а пуск первой атомной электростанции состоялся в 1954 г. Но, несмотря на молодость ядерной физики, применения ее настолько разнообразны и многочисленны, что рассказать о всех них здесь совершенно невозможно. Да чего там рассказывать, их трудно даже перечислить! Судите сами.

В промышленности — это гигантские реакторы для атомных электростанций, для опреснения морской и засоленной воды, для получения трансурановых элементов; транспортабельные реакторы для энерговооружения труднодоступных (например, полярных) районов, мощные источники  $\gamma$ -излучения для дефектоскопии; активационный анализ для быстрого определения примеси в сплавах, металла в руде, качества угля и т.п.; изотопные источники тока для автоматических метеорологических станций, маяков, искусственных спутников Земли; изотопные источники тепла для обогрева автоматических приборов, работающих при особенно низкой температуре\*; многочисленные применения источников  $\gamma$ -излучения для автоматизации различных операций (измерение уровня жидкости, плотности и влажности среды, толщины слоя, например, каменноугольного пласта); метод меченых атомов для надежного обнаружения мест утечки газа в газопроводах или, наоборот, мест засорения в водопроводах, нефтепроводах и др.

На транспорте — это мощные реакторы для надводных и подводных кораблей (а в будущем даже для воздушных и космических).

В сельском хозяйстве — это установки для массового облучения картофеля с целью предохранения его от прорастания, овощей и фруктов — для сохранения их от плесени, мяса — от порчи; выведение новых сортов растений путем генетических трансмутаций.

\* Такой источник тепла был установлен, например, на "Луноходе-1" для того, чтобы поддерживать в нем нормальную температуру холодной лунной ночью (подробнее см. § 34, п. 6).



В геологии — это нейтронный каротаж для поиска нефти, активационный анализ для поиска и сортировки металлических руд и других полезных ископаемых, для определения примесей в естественных алмазах и т.п.

В медицине — это изучение производственных отравлений методом меченых атомов; диагностика заболеваний при помощи активационного анализа, метода меченых атомов и радиографии; лечение опухолей  $\gamma$ - и  $\beta$ -излучением; стерилизация фармацевтических препаратов, одежды, медицинских инструментов и оборудования  $\gamma$ -излучением и др.

И так обстоит практически в любой сфере деятельности человека, вплоть до таких, где применение ядерной физики на первый взгляд кажется совершенно неожиданным. В предыдущей главе вы видели, что ядерная физика проникла в гуманитарную науку — археологию.

В этой главе вы узнаете, что ядерно-физические методы используются даже в такой науке, как криминалистика! А сколько имеется наук, в которых ядерная физика играет главную роль! Вот некоторые из них: ядерная геофизика, ядерная химия, ядерная астрофизика, радиационная химия, радиохимия. А сколько замечательных достижений имеется у ядерной физики в ее собственных недрах! Тут и рекордные точности измерения разных величин, и остроумнейшие методы регистрации и изучения элементарных частиц, и новые физические явления и эффекты, и многое, многое другое.

Вы видите, что даже при простом перечислении достижений ядерной физики нам пришлось в конце концов перейти от конкретных примеров к широким понятиям и обобщениям. И уже совсем трудно что-нибудь выбрать из этого (далеко не полного) перечня для рассказа. По какому критерию выбирать? Можно, конечно, продолжить линию, намеченную в предыдущей главе, и написать разделы под заголовками "Ядерная физика в промышленности", "Ядерная физика в сельском хозяйстве" и т.п., но этот путь привел бы к чрезмерному и неоправданному увеличению объема книги.

Тогда было решено собрать "коллекцию" таких ядерно-физических эффектов, результатов, проектов и пр., которые чем-нибудь обращают на себя особое внимание. В одних случаях это неожиданность применения, в других — грандиозность проекта, в третьих — невероятная точность, в четвертых — необычность эффекта и т.д.

Коллекция подобных результатов и представлена в настоящей главе. Конечно, подбор материала для этой коллекции в значительной степени случаен и очень ограничен, но мы все же надеемся, что она даст некоторое представление о том, насколько широко и глубоко проникла ядерная физика во все области человеческой деятельности.

## § 34. НЕОЖИДААННЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

### 1. ЗАГАДКА ТУНГУССКОГО МЕТЕОРИТА

*Как это произошло. — Пять недоуменных вопросов. — Ядерная гипотеза. — Опыт на расстоянии. — Опять древесные кольца. — Эффект 1909 г.*

Рано утром 30 июня 1908 г. в тайгу в районе реки Подкаменная Тунгуска (800 км на северо-запад от озера Байкал) упал большой метеорит. Падение метеорита было видно на расстоянии до 700 км; в течение двух месяцев после падения метеорита в Западной Сибири и Европе наблюдались белые ночи. Иркутская и другие обсерватории зарегистрировали барометрическую и сейсмическую волны, а также возмущение магнитного поля Земли, сходное с наблюдавшимися впоследствии при атмосферных испытаниях ядерного оружия.

При обследовании места падения метеорита был обнаружен значительный вывал леса на площади со средним радиусом несколько десятков километров и ожоги на деревьях, находящихся на расстоянии от эпицентра взрыва до 20 км. Детальное изучение вывала леса и ожогов показало, что метеорит, по-видимому, не упал, а взорвался в воздухе на высоте 5 — 10 км; взрыв характеризовался энергией порядка  $10^{16} - 10^{17}$  Дж\*, значительная часть которой (по некоторым оценкам до 30%) выделилась в форме излучения. Масса метеорита, вычисленная по его энергии и скорости  $v$  (за  $v$  разумно принять скорость орбитального движения Земли), оказалась порядка сотен тысяч тонн.

При сопоставлении всех известных данных о Тунгусском метеорите возникает несколько недоуменных вопросов, на которые должна дать ответы каждая гипотеза, претендующая на объяснение его природы.

1. Почему метеорит не достиг Земли, а взорвался в воздухе?
2. Почему при столь огромной массе метеорита от него не осталось осколков?
3. Чем объясняется специфическая розетка вывала леса (свидетельствующая об отсутствии баллистической волны)?
4. Почему так велика относительная доля энергии излучения (в обычном взрыве относительная доля энергии излучения не превышает 1%)?
5. Чем объясняется специфическое изменение магнитного поля Земли во время полета метеорита?

Существует несколько гипотез о происхождении Тунгусского метеорита, каждая из которых по-своему отвечает на все эти воп-

\* Напомним, что энергия взрыва большой водородной бомбы такого же порядка.

росы. Мы не будем их рассматривать, а остановимся только на одной гипотезе (отнюдь не самой правдоподобной), которая имеет отношение к ядерной физике.

Уже давно обратили внимание на то, что согласованные ответы на перечисленные выше вопросы можно получить, предположив ядерную природу Тунгусского взрыва. У нас в СССР этой точки зрения придерживались геофизик А. В. Золотов и др. В 1965 г. трое американских ученых — Либби, Коуэн (оба лауреаты Нобелевской премии) и Атлури — возродили ядерную гипотезу Тунгусского взрыва и попытались доказать ее экспериментально. По мнению этих ученых, Тунгусский взрыв был вызван аннигиляцией сравнительно небольшого куска *антивещества*, прилетевшего из космического пространства. При таком (скажем прямо, не очень правдоподобном) предположении все особенности Тунгусского взрыва (взрыв на высоте, отсутствие осколков, сильное излучение, магнитные возмущения, слабая баллистическая волна) получают довольно естественное объяснение.

Для экспериментального подтверждения своей гипотезы авторы поставили опыт, ради описания которого мы и рассказываем об этой гипотезе. Замечательной особенностью этого опыта является то, что он был поставлен на расстоянии около 9000 км от места, где произошло само исследуемое явление, и более чем через полвека *после* того, как оно произошло.

Идея опыта заключается в использовании радиоуглеродного метода (см. § 32).

Если Тунгусский взрыв 1908 г. был вызван не падением метеорита, а аннигиляцией куска антивещества в атмосфере, то этот процесс должен был сопровождаться появлением большого избыточного числа нейтронов. (Нейтроны должны возникать при взаимодействии  $\pi$ -мезонов с ядрами элементов, входящих в состав воздуха.  $\pi$ -Мезоны всегда образуются при аннигиляции антинуклонов и нуклонов.) Нейтроны должны были захватываться ядрами азота воздуха и образовывать радиоактивный углерод  $^{14}\text{C}$ . Атомы  $^{14}\text{C}$  должны были окисляться до углекислоты, которая сравнительно быстро разносилась бы потоками воздуха по земному шару и усвоилась растениями.

Расчет показывает, что аннигиляционный взрыв такого же масштаба, как Тунгусский, должен привести к увеличению содержания  $^{14}\text{C}$  в атмосфере на несколько процентов. В связи с этим древесные кольца, выросшие в период сразу за Тунгусским взрывом, должны обнаруживать повышенную радиоактивность.

В качестве детектора радиоактивности воздуха в давно прошедшие годы была использована 300-летняя ель, срубленная в США в 1951 г. Из древесины годовых слоев этой ели, выросших за период 1870 — 1936 гг., был выделен углерод, который затем проанализировали на содержание радиоактивного изотопа  $^{14}\text{C}$ . В работе принимались все необходимые меры для того, чтобы обес-

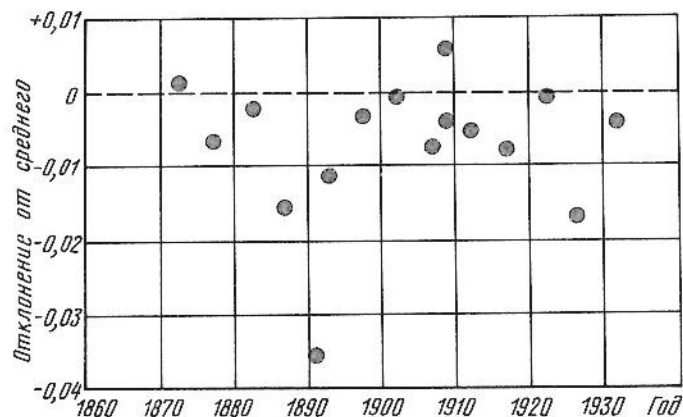


Рис. 50

печатать наивысшую точность измерений: для каждой пробы брали достаточно много (около 20 г) древесины; при измерении радиоактивности набирали большую (до 90 000 импульсов) статистику; вводили поправки на содержание  $^{13}\text{C}$  и эффект Зюсса (см. § 32).

Результаты измерений показаны на рис. 50. Здесь пунктирной линией изображено среднемировое значение концентрации  $^{14}\text{C}$  в атмосфере в 1890 г., которое принято за 100%. Точки характеризуют изменение концентрации  $^{14}\text{C}$  (в месте, где росла ель) с течением времени (как правило, каждая точка охватывает пятилетний период; исключение сделано для 1908, 1909, 1910 гг.). Из рисунка видно, что над пунктирной линией расположена единственная точка, которая была получена измерением радиоактивности годовичного слоя, выросшего сразу после Тунгусского взрыва (1909 г.). Этот результат находится в качественном согласии с ядерной гипотезой происхождения Тунгусского метеорита.

Конечно, зарегистрированный эффект настолько мал (а сама гипотеза настолько невероятна)<sup>6</sup>, что данные, полученные в описанной работе, нельзя считать убедительными, но сама идея использования радиоуглеродного метода для изучения явления, отдаленного не только во времени, но и в пространстве, очень красива!

<sup>6</sup> Результаты подробных исследований природы Тунгусского космического тела изложены в монографии А. В. Золотова "Проблема Тунгусской катастрофы 1908 г." (Минск: Наука и техника, 1969). Автор монографии на основании обработки карты поваленного леса, карты пожара, микроберограмм и магнитограмм дает оценку основных параметров космического тела и его взрыва и приходит к выводу, что Тунгусский взрыв произошел "за счет внутренней энергии с сопровождением ядерных реакций."

## 2. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И...КРИМИНАЛИСТИКА

*Вычислительная машина "повит" преступника. — Следы всегда остаются. — Что такое активационный анализ. — Можно ли найти человека по одному его волоску? — Как раскрыли преступление, совершенное полтора года назад. — Взрыва не будет!*

Одной из самых убедительных уликов против преступника всегда считались отпечатки его пальцев. Техника изучения отпечатков пальцев в настоящее время развилась настолько, что она позволяет производить анализ практически невидимых или полустертых отпечатков, а также отпечатков, оставленных на грубых поверхностях. В качестве иллюстрации на рис. 51 показано, как выглядит после соответствующего проявления и увеличения невидимый отпечаток пальца одного из рецензентов этой книги, обнаруженный на полях ее рукописи.

Старый метод Шерлока Холмса — определение преступника по "почерку" его "работы" — также получил свое дальнейшее развитие. Наиболее крупные криминологические центры имеют теперь в своем распоряжении электронные вычислительные машины, в памяти которых заложены "почерки" всех известных преступников данного района. Если при помощи специальной программы ввести в машину улики, собранные на месте преступления, то, сопоставив их с данными, хранящимися в своей памяти, машина быстро отбирает и выдает перечень лиц, которые могли бы совершить данное преступление (рис. 52).

Однако как метод, основанный на изучении отпечатков пальцев, так и метод, основанный на исследовании "почерка" преступника, страдают серьезными недостатками: опытный преступник редко оставляет после себя улики такого рода.

И все-таки следы преступника всегда остаются! Только они имеют настолько неяркий характер, что ими не может воспользоваться самый опытный сыщик, даже если он обладает эрудицией и интуицией Шерлока Холмса и в совершенстве владеет его методом дедукции. Речь идет о ничтожном количестве какого-либо вещества или о мельчайшем предмете, которые преступник невольно оставляет на месте преступления либо, наоборот, случайно уносит оттуда на себе. Этими веществами и предметами могут быть пыль на одежде или обуви, следы краски, пороха, волос, нитка от одежды, металлические опилки и т.п. При этом для анализа иногда достаточно мельчайшей пылинки вещества массой  $10^{-10}$  г, т.е. одной десяти тысячной до-



Рис. 51

ли микрограмма. Это в десять миллионов раз меньше массы одного короткого волоска! Трудно себе представить столь аккуратного преступника, который сумеет не оставить вещественных улик такого ничтожного масштаба.

Что же это за чудодейственный метод и на чем он основан? Метод называется активационным анализом, а основан он на известном ядерно-физическом явлении. Значит, и здесь ядерная физика!

Сущность активационного анализа заключается в изучении радиоактивного излучения, которое испускает исследуемый обра-

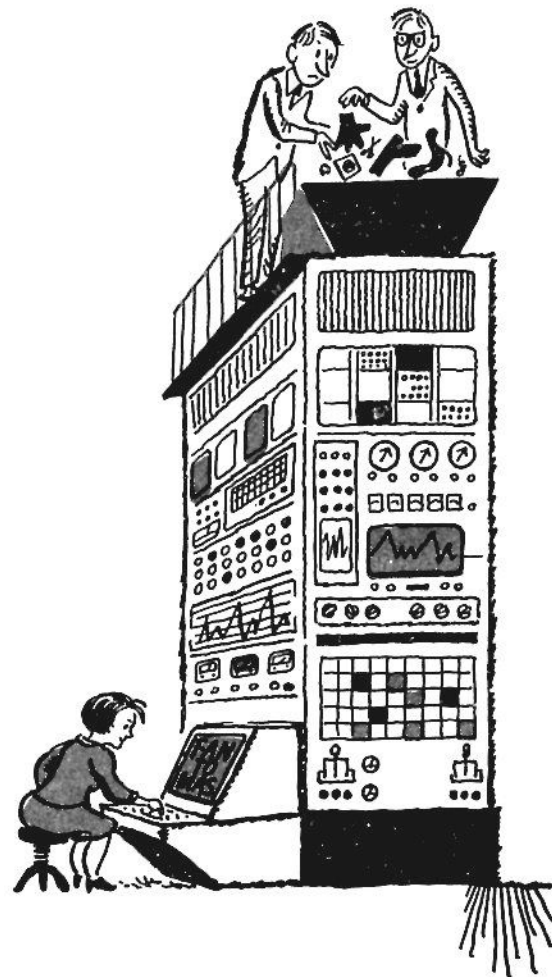


Рис. 52



зец после его облучения заряженными или нейтральными частицами, например интенсивным пучком нейтронов. В § 30 мы говорили, что в результате захвата каким-либо ядром ( $A, Z$ ) нейтрона образуется  $\beta^-$ -радиоактивное ядро ( $A + 1, Z$ ), которое после  $\beta^-$ -распада превращается в ядро ( $A + 1, Z + 1$ ). Ядро ( $A + 1, Z + 1$ ) обычно образуется в возбужденном состоянии и затем переходит в основное состояние, испуская  $\gamma$ -квант. Энергия испускаемых  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$  и период полураспада  $T_{1/2}$  (который обычно совпадает с периодом предшествующего  $\beta$ -распада) разных ядер различны. Так  $^{24}\text{Na}$ , образующийся после облучения нейтронами  $^{23}\text{Na}$ , с периодом полураспада  $T_{1/2} = 15$  ч испускает  $\gamma$ -кванты энергией  $E_\gamma = 1,4$  МэВ,  $^{64}\text{Cu}$  —  $\gamma$ -кванты энергией 0,5 МэВ ( $T_{1/2} = 13$  ч),  $^{82}\text{Br}$  —  $\gamma$ -кванты энергией 0,8 МэВ ( $T_{1/2} \approx 36$  ч),  $^{198}\text{Au}$  —  $\gamma$ -кванты энергией 0,4 МэВ ( $T_{1/2} \approx 2,7$  дня) и т.п.\*

Если исследуемое вещество имеет сложный состав (а таких подавляющее большинство), то энергетический спектр его  $\gamma$ -излучения будет состоять из нескольких компонентов, каждому из которых в спектре соответствуют максимумы (пики) при некоторых энергиях. Соотношение высот определяется составом вещества, т.е. процентным содержанием в нем различных ядер. При этом высокая чувствительность метода обеспечивает заметное различие спектров при ничтожно малом изменении процентного состава.

Все это приводит к тому, что  $\gamma$ -спектр остатков какого-нибудь вещества, найденного на месте преступления, настолько специфичен, что он совпадает *только* со спектром того же самого вещества (которое может быть изъято у предполагаемого преступника). Установлено, например, что, несмотря на практически одинаковый *качественный* состав волос у разных людей (те же составные части), они отличаются *количественным* содержанием различных компонентов. Специальная проверка 1000 волосков, взятых у разных людей, показала убедительное различие соответствующих им  $\gamma$ -спектров.

Таким образом, волос человека оказывается столь же индивидуальной характеристикой, как и отпечаток его пальца. При этом замечательно, что  $\gamma$ -спектр волос данного человека, так же как и дактилоскопический отпечаток, не зависит от его возраста (если, конечно, организм здоров и в течение всего периода находится в нормальных условиях).

\* На самом деле, как это следует из описанной выше схемы последовательных  $\beta^-$ ,  $\gamma$ -превращений, ядро  $^{24}\text{Na}$  испытывает  $\beta^-$ -распад с  $T_{1/2} = 15$  ч, превращаясь в возбужденное ядро  $^{24}\text{Mg}^*$ , которое и испускает  $\gamma$ -квант с тем же периодом  $T_{1/2} = 15$  ч. Но, поскольку облучаемая мишень изготовлена из натрия и число образующихся в ней ядер  $^{24}\text{Na}$  (при облучении  $^{23}\text{Na}$  нейтронами) и ядер  $^{24}\text{Mg}$  (в результате  $\beta^-$ -распада  $^{24}\text{Na}$ ) ничтожно мало, условно говорят об испускании  $\gamma$ -кванта ядром натрия.

То же заключение справедливо и относительно любых других предметов и веществ. Например,  $\gamma$ -спектр краски зависит от типа и количества составных частей, которые определяются не только задуманным колером, но и временем изготовления краски, местом добычи сырья, технологией его очистки и переработки, допускаемым отклонением в процентном составе и т.п. В результате мельчайшие следы краски на рукаве или обуви преступника имеют в точности тот же  $\gamma$ -спектр, что и краска на месте преступления, и, наоборот, человеку, стремящемуся создать точную копию краски (например, художнику, занимающемуся подделкой картин), никогда этого не удастся сделать. Аналогично  $\gamma$ -спектр нитки от одежды определяется сортом сырья, технологией обработки пряжи и ткани на фабрике, спецификой изготовления костюма (например, декатировкой), особенностями его использования (например, специфическое загрязнение или, наоборот, недавняя химчистка определенными моющими составами) и т.п. Мы не будем приводить дальнейших примеров, так как читатель сам может придумать их сколько угодно.

Применение методов ядерной физики в криминалистике не ограничивается изучением только что совершенных преступлений. Нередко она позволяет обнаружить преступление, совершенное давным-давно, а иногда даже дает возможность предотвратить задуманное. Широко известным фактом, иллюстрирующим первое утверждение, является, например, обнаружение аномально большого (приблизительно в 10 раз больше средней нормы) количества мышьяка в волосах Наполеона. На основании этого анализа можно предполагать, что в последние месяцы жизни Наполеона в его пищу регулярно вводили мышьяк.\*

В качестве примера возможности использования ядерно-физических методов для предотвращения преступлений приведем запатентованный в США способ обнаружения взрывчатки в багаже авиапутешественников. Способ основан на том, что взрывчатка обычно содержит азот ( $^{14}\text{N} + ^{15}\text{N}$ ), который при облучении его нейтронами превращается в  $^{15}\text{N}$  и радиоактивный изотоп азота  $^{16}\text{N}$ , испускающий  $\gamma$ -кванты энергией  $E_\gamma \approx 6$  МэВ ( $T_{1/2} = 7$  с). Появление  $\gamma$ -квантов с такими значениями  $E_\gamma$  и  $T_{1/2}$  при облучении какого-нибудь чемодана является сигналом о наличии в чемодане веществ, содержащих азот, т.е., может быть, взрывчатки. Способ хорош тем, что в связи с малостью  $T_{1/2}$  его применение не требует длительного облучения, так что проверку чемоданов можно осуществлять, перемещая их с помощью конвейерной ленты мимо источника нейтронов и детектора  $\gamma$ -квантов.

\* В частной беседе автору сообщили, что некоторые французские ученые считают эту версию гибели Наполеона неверной. Аномально большое содержание мышьяка в его волосах они объясняют естественной флюктуацией.



### 3. ПОИСКИ СОКРОВИЩ

*По стопам Остапа Бендера. — Верили ли нам наши предки? — Взгляд сквозь толщу пирамиды.*

Возможности ядерной физики поистине безграничны и разнообразны. Только что мы рассмотрели примеры, в которых ядерная физика выступала в роли детектива. А вот пример, когда она играет роль кладоискателя.

Представьте себе, что вам надо решить задачу Остапа Бендера и Кисы Воробьянинова, т.е. найти драгоценности, спрятанные внутри каких-то предметов. Как это сделать? Варварский способ героев И. Ильфа и Е. Петрова вам представляется неприемлемым, так как предметы надо сохранить в неповрежденном виде. И вот, немножко подумав, вы находите выход: надо просветить их рентгеновским (или  $\gamma$ -) излучением. Металлическая оправка драгоценностей даст тень (сами бриллианты прозрачны для рентгеновского излучения), и задача будет решена.

Что же, для стульев гостиницы гарнитура этот способ вполне хорош. Но как быть, если предметы не деревянные, а каменные и размеры их превышают добрую сотню метров? А именно такую задачу поставили перед собой ученые лет пятнадцать тому назад.

Известно, что египетские пирамиды были задуманы и построены как величественные гробницы для фараонов и что в погребальные камеры с останками фараонов помещали также и принадлежащие им личные вещи, оружие, золото и драгоценности. Изучение этих реликвий старины принесло бы неоценимую пользу исторической науке, однако сделать это до сих пор не удалось, и по очень простой причине.

Сейчас пирамиды охраняются законом как памятники древней культуры, но задолго до того, как эти законы вступили в силу, пирамиды уже были разграблены. Невольно возникает вопрос: неужели наши предки были настолько доверчивы и непредусмотрительны, что не предвидели подобной возможности. Пожалуй, все-таки нет. Одним из доказательств их предусмотрительности служит, например, найденная в Таиланде древняя пятитонная золотая статуя Будды, внешний вид которой показывает, что она была специально покрыта толстым слоем глины и извести, чтобы не привлекать внимание корыстолюбивых потомков. Поэтому представляется вполне вероятной гипотеза о том, что египетские пирамиды кроме известных погребальных камер имеют еще и скрытые помещения, о расположении которых пока никто не знает. Спрашивается, как их найти, не разрушая пирамид? Огромные размеры пирамид исключают применение не только рентгеновского, но и значительно более проникающего  $\gamma$ -излучения. Излучения не смогут "просветить" большую толщину вещества, из которого изготовлены пирамиды.

208

Для решения задачи было предложено использовать космическое излучение, в состав которого входят сильно проникающие частицы. Регистрация космических частиц может производиться при помощи специальных детекторов — счетчиков и камер (искровых или пузырьковых), установленных в известных нижних помещениях пирамиды. Если в толще пирамиды на пути космических частиц встретится пустота, то детектор позволит определить направление, на котором она находится (в этом направлении детектор зарегистрирует больше частиц, чем в другом). Переставив детектор на другое место (или используя одновременно несколько детекторов), можно выделить другие аналогичные направления. Пересечение этих направлений укажет месторасположение скрытых помещений внутри пирамиды с точностью, достаточной для того, чтобы к ним можно было подобраться, не производя больших разрушений. Заметим, что с точки зрения современных возможностей ядерной физики поставленная задача вполне реальна. Если она будет решена, то это будет еще один очень ценный вклад ядерной физики в археологию.

### 4. РАЗВЕДКА КЛАДОВЫХ ПРИРОДЫ

*Сокровища природы. — Разведка с самолета. — Нейтрон-искатель. — Радиоактивный каротаж. — Ускоритель в буровой скважине. — Подземный разведчик. — Как отличают нефть от воды. — Разведка через стальную стену. — Нефть из старых скважин. — Подводный разведчик. — Золото со дна океана. — Просвечивание Земли.*

Только что мы рассмотрели ядерно-физические способы отыскания сокровищ, спрятанных людьми. Еще лучше умеет их прятать природа. К ее услугам и земные недра, и дно океанов. А спрятать ей есть что!

Материальная ценность природных сокровищ ни в какое сравнение не идет ни с бриллиантами мадам Петуховой, ни с древними кладами, ни с затонувшими кораблями с золотом. Речь идет о несметных богатствах, которые скрываются в залежах природных ископаемых. Разыскивать их также помогает ядерная физика. У нее для этой цели имеется несколько методов.

Если разыскиваемые минералы обладают естественной радиоактивностью (как, например, уран, торий и др.), то метод поиска основан на регистрации этой радиоактивности с помощью чувствительных приборов. Приборы могут быть переносные и стационарные. Предварительная разведка может производиться с воздуха на самолете.

Если требуется найти минералы, не обладающие естественной радиоактивностью, то в распоряжении ядерной физики имеется

даже несколько способов. Общим для всех них является использование ядерных излучений, которые выполняют функции разведчиков вещества.

В качестве ядерных разведчиков чаще всего применяют  $\gamma$ -кванты и нейтроны (реже — электроны).

При облучении породы  $\gamma$ -квантами наблюдаются их рассеяние и поглощение в породе, а также реакция  $(\gamma, n)$  с образованием нейтронов. Регистрируя интенсивность рассеянных  $\gamma$ -квантов, степень их поглощения и интенсивность образующихся нейтронов, можно получить различные сведения о породе. Например, по рассеянию и поглощению  $\gamma$ -квантов можно судить о плотности и влажности породы, а также о содержании в ней некоторых тяжелых компонентов, по числу образующихся нейтронов — о содержании в породе бериллия и о концентрации в воде дейтерия [реакция  $(\gamma, n)$  идет на бериллии и дейтерии при особенно низких энергиях  $\gamma$ -квантов].

Еще больше возможностей возникает при облучении породы нейтронами. О взаимодействии нейтронов с веществом в этой книге говорилось очень много (см. § 3, 6, 24—28 и др.), и вы, вероятно, уже успели убедиться, сколь оно разнообразно.

Быстрые нейтроны, попав в породу, испытывают последовательные упругие и неупругие соударения с атомными ядрами.

Неупругие соударения приводят к ядерным взаимодействиям различного типа:  $(n, p)$ ;  $(n, \alpha)$ ;  $(n, n')$  и др., в результате которых возникают новые, обычно радиоактивные, ядра и частицы. Сам нейтрон при этом либо теряет значительную часть своей энергии [неупругое рассеяние  $(n, n')$ ], либо "пропадает" совсем (переходит в состав образующегося ядра).

При упругих соударениях (упругое рассеяние) нейтрон постепенно теряет свою энергию (замедляется), перемещаясь (диффундируя) по породе, пока не поглотится атомным ядром или не превратится в тепловой нейтрон (см. § 3). Интенсивность рассеянных нейтронов, время замедления быстрого нейтрона до тепловой энергии и пройденное им за это время расстояние зависят от свойств среды, в частности от содержания в ней водорода.

Тепловой нейтрон продолжает рассеиваться и диффундировать вплоть до поглощения его атомным ядром. Интенсивность тепловых нейтронов в среде, время жизни теплового нейтрона и путь, пройденный им до поглощения, также зависят от свойств среды, в частности от содержания в ней водорода (воды, нефти) и солей.

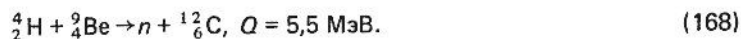
Процесс поглощения медленных и тепловых нейтронов ядром обычно приводит к реакции  $(n, \gamma)$ , которая сопровождается испусканием  $\gamma$ -квантов (в момент реакции) и образованием искусственно-радиоактивных ядер. Характер этой радиоактивности ( $\beta$ ,  $\gamma$ ), период полураспада, интенсивность испускаемых частиц и их энергия опять-таки зависят от свойств среды, так как они различны для разных атомных ядер (см. п. 2).

Вы видите, сколько возможностей имеется у ядерной физики для распознавания атомных ядер. В принципе все они могут быть использованы для поиска природных богатств. Удачная комбинация этих методов позволяет определять свойства горных пород с хорошей точностью.

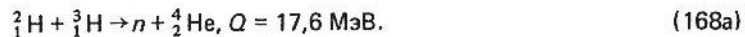
Из описания методики использования ядерных излучений видно, что для успеха дела необходимо довольно близкое соседство (десятки сантиметров) источника излучения и детектора с исследуемой породой. Поэтому наиболее распространенным применением этой методики является исследование нефтяных, газовых, рудных, угольных, буровых скважин — так называемый радиоактивный каротаж скважин.\* С этой целью в скважину опускают специальный глубинный прибор, состоящий из источника и детектора излучения, отделенных друг от друга экраном. При разных комбинациях источников ( $\gamma$  и  $n$ ) и детекторов ( $\gamma$  или  $n$ ) можно изучать любой из перечисленных выше процессов взаимодействия  $\gamma$ -квантов и нейтронов с ядрами ( $\gamma$  —  $\gamma$ -каротаж,  $n$  —  $n$ -каротаж,  $n$  —  $\gamma$ -каротаж и др.). Можно также определять и фоновую естественную  $\gamma$ -радиоактивность пород ( $\gamma$ -каротаж).

В качестве источников  $\gamma$ -квантов используются искусственно-радиоактивные изотопы кобальта, цезия и др.; в качестве источников нейтронов  $Po$ — $Be$  или  $Pu$ — $Be$ -источники и импульсные нейтронные генераторы.

В  $Po$ — $Be$  и  $Pu$ — $Be$ -источниках нейтроны образуются в результате взаимодействия  $\alpha$ -частиц, испускаемых полонием (или плутонием), с ядрами бериллия:



Импульсный нейтронный генератор представляет собой запаянную вакуумную ускорительную трубку, в которой осуществляется ядерная реакция



Этим способом можно получить особенно интенсивные импульсные пучки нейтронов энергией 14 МэВ. Импульсный характер нейтронных пучков позволяет проводить временной анализ интенсивности тепловых нейтронов в породе, что существенно повышает надежность получаемых сведений.

Питание глубинного прибора и передача зарегистрированной им информации в наземную передвижную лабораторию осуществляются при помощи кабеля, длина которого может достигать нескольких километров.

\* Впервые радиоактивный каротаж скважин был предложен в 1941 г. известным физиком (ныне академиком) Б.М. Понтекорво.

Радиоактивный каротаж буровых скважин с помощью описанных "подземных разведчиков" дает весьма ценную информацию. Например,  $\gamma$ - $\gamma$ -каротаж позволяет надежно выделять угольные пласты (которые отличаются пониженной плотностью;  $n - n$  и  $n - \gamma$ -каротаж дают возможность выделять водородсодержащие пласты, т.е. породы, насыщенные водой или нефтью, а также породы, характеризующиеся повышенным поглощением нейтронов (бор, хлор и др.). Совместное применение двух последних методов позволяет различать воду и нефть (подземная вода в отличие от нефти обычно бывает сильно засолена вследствие высокой концентрации NaCl).

Особенно точные результаты по различию воды и нефти получаются при использовании импульсных нейтронных генераторов. Аналогичная задача может быть также решена методом активационного анализа (геологи называют его методом наведенной активности). Если водородсодержащий пласт в течение некоторого времени облучать нейтронами, а затем проанализировать его на наведенную радиоактивность, то воду от нефти можно отличить по специфической радиоактивности, которая характеризуется определенными энергетическими спектрами  $\gamma$ -квантов и известными периодами полураспада.

Применение радиоактивного каротажа скважин упрощает и ускоряет разведку подземных кладовых природы. Раньше такая разведка производилась методом наземного исследования образцов породы (кернов), извлеченных с разных глубин скважины, и при помощи электрического, акустического и других каротажей. Эти методы давали не слишком богатую информацию. Кроме того, все эти методы можно применять только до обсадки скважины стальной трубой и затрубным цементом. Если же буровая скважина находится в эксплуатации, то следить за ее рабочим состоянием (например, за расположением нефтяного горизонта по глубине) с помощью перечисленных выше методов нельзя. Для нейтронов и  $\gamma$ -квантов стальная труба и цементная "рубашка" — не препятствие, поэтому радиоактивный каротаж позволяет контролировать работу действующих скважин.

И еще одна возможность. Представьте себе, что при бурении скважины геологи по какой-то причине прошли через нефтеносный пласт, не заметив его. Скважину продолжают углублять, одновременно укрепляя ее верхнюю часть при помощи стальных труб и цемента. Если на больших глубинах других нефтеносных пластов не окажется, то бурение прекратят и скважину законсервируют как бесполезную, а между тем в ней на определенной глубине за стальной стеной трубы и цементной рубашкой находится нефтеносный пласт! Вот такие пропущенные и, если так можно выразиться, замурованные нефтеносные пласты тоже можно нащупать с помощью радиоактивного каротажа. Ну, а дальше остается только опустить на найденную глубину заряд, который про-

стреливает (перфорирует) трубу и цементную "рубашку" и открывает нефти дорогу к стволу скважины.

Природа прячет свои богатства не только под землей, но и на дне морей и океанов, и так как водная поверхность составляет 80 % всей поверхности земного шара, основные кладовые природы находятся под водой. Поэтому очень важно подобрать ключи не только к подземным, но и к подводным хранилищам природы. За решение этой труднейшей задачи также берется ядерная физика. Для этой цели она использует тот самый метод активационного анализа, о котором мы уже говорили здесь и в п. 2.

Если небольшой участок поверхности дна океана облучить в течение нескольких минут нейтронами, то атомные ядра, входящие в состав грунта этого участка, приобретут наведенную радиоактивность. Ее можно обнаружить с помощью чувствительного гамма-детектора. Энергия  $\gamma$ -квантов, испускаемых разными ядрами, и периоды полураспада этих ядер различны, поэтому, измерив их, можно определить ядерный состав породы.

Технически это можно осуществить с помощью специального ядерного зонда, устройство которого аналогично устройству описанного выше "подземного разведчика". Модель такого "подводного разведчика" полезных ископаемых уже довольно давно была успешно испытана в США. Опыты проводились с искусственно созданными подводными залежами минералов, содержащих ценные металлы (золото, серебро и др.). В результате опытов было установлено, что ядерный зонд позволяет обнаруживать металл, если его содержание в породе составляет около 0,003 %. В результате этих испытаний был разработан ядерный зонд для разведки на глубине порядка 300 м. Интересно, что в качестве источника нейтронов в зонде используется капсула с 0,2 мг  $^{252}\text{Cf}$ , который является весьма интенсивным излучателем нейтронов спонтанного деления ( $10^{12}$  нейтр./г).

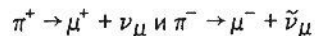
В заключение несколько слов об одном предложении глобального поиска сокровищ природы, которое выглядит как полужантасическое. В настоящее время обсуждается проект просвечивания всего земного шара пучком нейтрино высоких энергий, которые можно получить на специально сконструированном очень большом ускорителе.

Как известно (см. § 19, п. 4 и § 20, п. 1), нейтрино участвуют только в слабом взаимодействии, в связи с чем они могут проникать огромные массы вещества без поглощения. Благодаря этому свойству нейтрино способны приносить информацию о внутренней структуре космических объектов и процессах, которые в них происходят. Например, нейтрино, возникающие в центре Солнца, свободно долетают до его поверхности, проходят через нее и, попав на Землю, приносят информацию о внутренней структуре нашего светила и происходящих там ядерных реакциях. Естественно, что для таких сильнопроникающих нейтрино наш



земной шар абсолютно прозрачен и, следовательно, они не смогут в нем заметить никаких неоднородностей. Однако вероятность слабого взаимодействия быстро растет с энергией и при энергии нейтрино около  $10 \text{ ТэВ} = 10^7 \text{ МэВ}$  (солнечные нейтрино имеют энергию порядка  $1 \text{ МэВ}$ ) Земля перестает быть для них абсолютно прозрачной, т.е. некоторая доля нейтрино будет поглощаться. Анализируя изменение потока нейтрино, прошедших (по хорде) через земной шар, при изменении их энергии и направления можно судить о распределении плотности Земли, т.е. о расположении залежей нефти, газа и минералов.

Для осуществления этого проекта предлагается построить так называемый геотрон — протонный синхротрон (см. § 35, п. 3) диаметром 30 км. При взаимодействии ускоренных протонов с мишенью будут рождаться  $\pi^\pm$ -мезоны, распад которых по схемам



приведет к образованию мюонных нейтрино и антинейтрино большой энергии. Пучок  $\pi^\pm$ -мезонов предполагается формировать внутри вакуумированной трубы длиной несколько километров, внутри которой будут возникать коллимированные пучки  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$ . Ускоритель предлагают построить на небольшом коралловом острове в глубоководном морском районе. Это даст возможность поворачивать трубу и, следовательно, нейтринный пучок в разных направлениях. Большая длина трубы необходима вследствие замедления времени (см. § 10), которое приводит к большим пролетным расстояниям  $\pi^\pm$ -мезонов до их распада.

## Б. В ПОГОНЮ ЗА ИЛОМ

*Читатель следит за фарватером. — Мартышкин труд. — Куда сбросить ил, чтобы он не вернулся? — Меченый грунт.*

Представьте себе, что вы работаете на судоходной реке, а именно отвечаете за фарватер на некотором ее участке. Участок вам достался прескверный: его все время заносит илом, который приходится периодически вычерпывать, вывозить на барже и сбрасывать в другом месте реки. При этом у вас нет никакой уверенности в том, что вы вывозите его по правильному адресу. Не исключено, что придонное течение перемещает сброшенный ил в нежелательном направлении, например на участок вашего соседа, а то и на ваш собственный! Словом, у вас не работа, а типичный мар-тышкин труд.

Аналогичные трудности возникают при строительстве плотин, верфей, морских и речных вокзалов и других крупных гидросооружений на реках и в заливах, когда приходится вынимать со дна много грунта. В этих случаях особенно важно найти удачное

место для сброса вынутаго грунта, так как его возвращение может сильно затянуть сроки строительства.

Чтобы избежать напрасной работы, надо знать, как (откуда, куда и с какой скоростью) движется ил (или грунт). Ответить на эти вопросы позволяет ядерная физика.

Для этой цели применяется  $\gamma$ -радиоактивное вещество, физические свойства которого (плотность, средние размеры отдельных частичек, смачиваемость и др.) близки к свойствам ила или грунта. Если перед сбросом в воду вынутаго ила добавить в него небольшое количество радиоактивного вещества, то ил станет меченым. Теперь за его движением легко проследить, так как вместе с илом пойдет и радиоактивная примесь, которую можно обнаружить специальными гамма-счетчиками. Ставя гамма-счетчики в разные места, можно после серии измерений выяснить, где преимущественно оседает ил, сброшенный в том или ином районе реки или залива. Если результаты оказываются неудовлетворительными, то район сброса изменяют и повторяют измерения до тех пор, пока будут получены хорошие результаты. Так ядерная физика помогает человеку перехитрить природу.

## 6. ЯДЕРНОЕ ТЕПЛО

*Когда шуба греет. — Саморазогревающиеся препараты. — Ядерный скафандр водолаза. — Ядерная печка Лунохода. — АСТ.*

Когда вам холодно, вы говорите: "Я надену теплое пальто" или "Я накроюсь теплым одеялом", хотя прекрасно понимаете, что ни пальто, ни одеяло сами по себе не греют, а лишь сохраняют тепло человеческого тела. Этим теплоизолирующих свойств одежды обычно бывает достаточно для того, чтобы "согреться" (точнее говоря, чтобы не замерзнуть). Однако в некоторых случаях необходимо по-настоящему теплый костюм, т.е. такой, который работает не только как теплоизолятор, но и как нагреватель. Такой костюм можно сделать из ткани с вмонтированными тонкими проволочками, которые нагреваются электрическим током. Другую и притом более удобную возможность предоставляет ядерная физика.

Вы знаете, что в ядерном реакторе можно приготовить искусственные радиоактивные препараты большой активности. Если основным видом радиоактивного распада препарата является  $\beta$ -распад, то из-за малого пробега  $\beta$ -частиц в веществе препарата и слабого взаимодействия  $\beta$ -частиц значительная часть энергии радиоактивного распада будет преобразовываться в тепло. В результате препарат саморазогревается до высокой температуры и остается горячим в течение времени, длительность которого определяется периодом полураспада. Такой препарат можно использовать в качестве удобного, портативного и долговечного нагревателя



ля. Например, на этом принципе сконструирован прибор для обогрева костюма аквалангиста. В качестве радиоактивного препарата используются изотопы тулия  $^{170}\text{Tm}$  (период полураспада 129 дней, энергия  $\beta$ -распада 0,97 и 0,88 МэВ) и  $^{171}\text{Tm}$  (период полураспада 680 дней, энергия  $\beta$ -распада 0,1 МэВ). Вода, нагретая до температуры несколько выше температуры человеческого тела, прокачивается через костюм и обогревает аквалангиста. В связи с большими периодами полураспада тулия прибор может работать без перезарядки радиоактивного вещества до двух лет.

Но самое замечательное использование ядерного тепла — это, конечно, радионуклидный нагреватель "Луноход-1". Можно смело сказать, что успешная многомесячная работа первого в мире лунного электромогиля была бы невозможна без его внутреннего обогрева. Ведь суровой лунной ночью температура на поверхности Луны доходит до минус 130 °С! При такой низкой температуре многие материалы теряют прочность, а приборы перестают работать.

Чтобы этого не случилось, на Луноходе был установлен тепловой блок, состоящий из герметичных ампул с радиоактивными веществами и теплообменниками с газовым теплоносителем. При низкой температуре теплоноситель начинает циркулировать внутри Лунохода, передавая ему тепло, полученное от горячих ампул с радиоактивными веществами. Когда же на Луне восходит Солнце, циркуляция теплоносителя прекращается, и избыток ядерного тепла испускается в окружающее пространство.

Мы здесь не будем говорить о более прозаических (но, конечно, чрезвычайно важных) областях использования ядерного тепла в быту (атомные станции теплоснабжения — АСТ) и в промышленности (ядерно-металлургические комбинаты).

## 7. РАДИОАКТИВНЫЙ ГРОМОТВОД

*Как работает обыкновенный громootвод. — Радиус действия громootвода. —  $\gamma$ -Кванты в роли острия.*

Известно, что для защиты какого-либо объекта (здания, трубы, высоковольтной мачты) от удара молнии устраивают громootводы (точнее, молниеводы).

На самой высокой точке объекта, охраняемого от молний, устанавливается хорошо заземленный металлический шест с острием на конце. Во время грозы в окрестности острия возникает повышенная ионизация воздуха ("заряды стекают с острия"), благодаря чему сопротивление воздуха в этом районе снижается. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению напряженности электрического поля и, как следствие, к снижению вероятности возникновения разряда молнии. Если все же молния и ударяет в громootвод, то этот удар не вызывает разрушений потому, что громootвод соединен хорошим проводником с землей.

Недостатком громootвода является малый радиус его действия (он примерно равен удвоенной высоте громootвода). Расширить радиус действия громootвода можно при помощи искусственной ионизации воздуха в его окрестности. Это достигается с помощью источника  $\gamma$ -квантов, укрепленного на острие громootвода. Если взять достаточно мощный источник, то радиус действия громootвода можно довести до нескольких сотен метров. В качестве источника  $\gamma$ -квантов обычно используется радиоактивный кобальт  $^{60}\text{Co}$  активностью 100 — 200 мКи, т.е.  $(4 - 8) \cdot 10^9$  Бк (расп/с). Такие громootводы установлены, например, в Югославии. Они оказались дешевле других.

Так ядерная физика защищает нас от молнии.

## 8. В ПОМОЩЬ БОЛЬНОМУ СЕРДЦУ

*Враг № 1. — Операции на сухом сердце. — Человек с чужим сердцем. — Мечта об искусственном сердце. — Борьба с аритмией. — Ядерный стимулятор сердца. — Атомная электростанция внутри организма. — Сердце в животе.*

В предыдущей главе мы говорили об одном из самых страшных заболеваний человеческого организма — злокачественных опухолях и о той роли, которую играет ядерная физика в диагностике и лечении этого заболевания. Рак действительно страшная болезнь. Но все-таки врагом № 1 медики считают сердечно-сосудистые заболевания. Именно они уносят больше всего жизней. И, конечно, главной проблемой здесь являются болезни самого сердца.

Успехи медицины в области сердечной хирургии очень велики. Широко известны операции на сухом сердце, которые проводятся с помощью аппарата "Искусственное сердце", обеспечивающего кровообращение на время операции. В конце 1967 г. хирург Барнард сделал первый опыт пересадки сердца от только что погибшей молодой женщины 56-летнему больному, умиравшему после двух перенесенных им инфарктов. Хирургическая часть опыта удалась блестяще: человек с пересаженным сердцем жил 18 дней!

Еще более успешно прошла операция пересадки сердца второму пациенту профессора Барнарда. Этот мужественный человек после трехмесячного пребывания в больнице выписался из нее и вернулся домой с чужим сердцем в груди. Он прожил с ним целых полгода.

Наконец, в ноябре 1968 г. в США была сделана повторная операция пересадки сердца человеку, которому раньше (полгода назад) такая операция один раз уже была проведена. В результате этот человек получил новое, теперь уже третье по счету сердце!

Операции по пересадке сердца становятся все более и более успешными. Один из пациентов профессора Барнарда скончался (от рака желудка) почти через год и девять месяцев после пересадки

сердца. Продолжительность второй жизни сердца в чужом теле продолжает увеличиваться, причем люди с чужим сердцем практически не испытывают каких-либо ограничений в образе жизни. Так, недавно газеты рассказали о молодой женщине, которая через четыре года после пересадки ей сердца благополучно родила ребенка ("Известия" № 263 от 19.09.84), и о мужчине, который через год после пересадки ему сердца 16-летнего юноши пробежал марафонскую дистанцию ("Советский спорт" № 89 от 18.04.85).

Вполне возможно, что со временем, когда будет полностью решена проблема борьбы с трудностями послеоперационного периода, операции по пересадке сердца сделаются доступными рядовым хирургам и позволят продлевать жизнь неизлечимым больным на многие, многие годы. Но при массовом внедрении подобных операций в широкую медицинскую практику неизбежно появится еще одна серьезная проблема — необходимость иметь достаточное количество молодых здоровых сердец, взятых от недавно умерших людей.

Такой проблемы нет у другого столь же радикального способа избавления человека от смертельного недуга. Этим способом является замена больного сердца искусственным.

Мы уже говорили, что аппарат "Искусственное сердце" широко применяется в медицинской практике во время операций на сердце. Однако медики мечтают о таком искусственном сердце, которым можно заменить больное сердце не только на время операции, но и на всю жизнь.

Проблема создания протеза сердца неимоверно сложна. Природа и здесь выставляет множество препятствий, которые приходится преодолевать при решении этой проблемы (плохая приживляемость протеза, свертывание крови и образование тромбов при ее контакте с материалом протеза и др.), но они успешно преодолеваются. Уже созданы и применяются искусственные сердечные клапаны и кровеносные сосуды. Ведутся работы по созданию и проверке на животных и человеке полных протезов сердца ("Литературная газета" №29 от 17.07.85).

Одна из самых серьезных задач при решении этой проблемы является "оживление" искусственного сердца, поддержание его ритма. Искусственное сердце надо заставить "биться". Для этого нужны источник энергии, двигатель (например, электрический) и электронное устройство, управляющее частотой "сердцебиения" в разных условиях. Пока опыт не выходит за пределы операционной, все это не составляет особо сложной проблемы. Но в идеальном случае перечисленные устройства надо разместить *внутри организма!* А это означает, что они должны удовлетворять ряду специфических требований: надежность и долговечность, малые размеры и масса и химическая стойкость, высокая прочность и термостойкость. В частности, для протеза сердца необходим очень надежный малогабаритный легкий и долговечный источник энергии.

И вот как раз в этом очень существенную помощь может оказать ядерная физика.

Дело в том, что всеми перечисленными качествами обладают радионуклидные источники тока, работающие по принципу преобразования тепла радиоактивного распада в термоэлектричество. Поэтому в перспективе можно ожидать, что именно они сыграют роль источника энергии для искусственного сердца. Насколько близко это будущее, можно видеть из следующего.

Известно, что к числу очень неприятных заболеваний сердца относится так называемая аритмия — нарушение регулярности сердечного ритма. Радикальный способ борьбы с аритмией заключается во вживлении в организм больного электрического стимулятора, работающего от батарей. Стимулятор вырабатывает периодические электрические импульсы, частота которых соответствует нормальному ритму здорового сердца. Эти импульсы через специальные электроды поступают в сердечную мышцу и заставляют ее сокращаться с правильной частотой.

В настоящее время электрические стимуляторы очень широко применяются для лечения аритмии. Они спасли жизнь многим тысячам больных. Однако существенным недостатком этих устройств является необходимость периодического (примерно один раз в два года) хирургического вмешательства (для смены батарей). В связи с этим в настоящее время в разных странах разрабатывается специальный радионуклидный источник тока, рассчитанный на работу *внутри человеческого организма* в течение 10 лет.

В конце 1968 г. во Франции была выпущена первая партия радионуклидных источников тепловой мощностью 75 мВт, в 1969 г. начались опыты по вживлению ядерных стимуляторов сердца в организм собак, а в 1970 г. был сделан первый удачный опыт на человеке. С тех пор этот метод успешно применяется. В качестве источника тепла, необходимого для получения термоэлектричества, в ядерном стимуляторе сердца используется особо чистый  $\alpha$ -радиоактивный изотоп плутония  $^{238}\text{Pu}$ , имеющий период полураспада 87,4 года. Это означает, что радиоактивность  $^{238}\text{Pu}$  (а следовательно, и тепловая мощность источника) убывает вдвое только через 87,4 года, т.е. за 10 лет она изменяется очень мало. Аналогичные радионуклидные источники тока для стимуляторов сердца изготавливаются в Великобритании, а в США для ядерных стимуляторов сердца кроме  $^{238}\text{Pu}$  используется радиоактивный протметий.

Кроме тех требований, о которых мы уже говорили, ядерные стимуляторы сердца и блоки питания для протеза сердца должны удовлетворять еще одному очень важному условию: их радиоактивное излучение ни в коем случае не должно попадать в организм. Последнее условие требует не только абсолютной герметичности капсулы с плутонием, но и исключительной чистоты са-

мого  $^{238}\text{Pu}$ . Малейшая примесь легких элементов приведет к тому, что из их ядер под действием  $\alpha$ -частиц плутония будут испускаться нейтроны [реакция  $(\alpha, n)$ ]. Эти нейтроны свободно пройдут через стенки капсулы и попадут в организм. Столь же опасна и примесь  $^{236}\text{Pu}$ , дочерние продукты которого испускают проникающее радиоактивное излучение ( $\beta$ -частицы и  $\gamma$ -кванты).

В заключение приведем типичные параметры ядерных стимуляторов сердца. Английский стимулятор имеет длину 5 см, диаметр 1 см, массу  $^{238}\text{Pu}$  0,4 г, материал капсулы — нержавеющая сталь. Стимулятор был испытан на сжатие нагрузкой в  $2 \cdot 10^4$  Н, на нагревание до температуры  $580^\circ\text{C}$  и на внутреннее давление до 700 атм  $\approx 7 \cdot 10^7$  Па.

Французский стимулятор еще более миниатюрен. Его длина не превышает 2 см, масса  $^{238}\text{Pu}$  0,15 г. Капсула изготовлена из тантала и платины. Она выдерживает температуру до  $3000^\circ\text{C}$ , не подвержена коррозии и не боится ударов.

Нет сомнения, что опыт, накопленный в процессе разработки и применения ядерных стимуляторов сердца, будет использован для создания искусственного сердца. Однако это гораздо более трудная задача. Ведь стимулятор своими электрическими импульсами только помогает живому сердцу наладить правильный ритм его работы. Для этого не нужна большая мощность. А искусственное сердце — это насос, который должен перекачивать в среднем 5 л крови в минуту. Для приведения в действие такого насоса нужен достаточно мощный источник энергии. Но с ростом мощности источника растут его размеры, масса, тепловыделение и радиоактивность. (Масса одного из разработанных в США опытных образцов радионуклидного генератора для искусственного сердца составляет около 3 кг.) Естественно, что все это создает серьезные трудности для размещения искусственного сердца внутри человеческого организма. И все же можно надеяться, что через некоторое время мы с вами услышим о первом человеке с "ядерным сердцем". Но, скорее всего, это сердце будет у него не в груди, а в... животе! А пока люди с искусственным сердцем вынуждены постоянно возить источник энергии для него на тележке.

## § 35. ИНТЕРЕСНЫЕ ПРОЕКТЫ И РЕШЕНИЯ

### 1. ВОЗДУШНЫЕ И КОСМИЧЕСКИЕ ЯДЕРНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

*Почему трудно построить атомный самолет? — Самолет хорошо — дирижабль лучше. — Летящая гостиница. — Атомный космический корабль. — Полет на Марс.*

С созданием атомных надводных и подводных судов была решена проблема плавания на неограниченное расстояние без пополнения горючим. Аналогичная проблема для летательных аппаратов пока

еще не решена, хотя над ней работают уже много лет. Существуют две серьезные трудности, препятствующие созданию атомного самолета.

Первая трудность заключается в невозможности обеспечить с помощью ядерного реактора необходимую удельную мощность двигателя (около 0,3 л.с., т.е. 220 Вт на 1 кг полетной массы) для самолета нормальных размеров. Объясняется это тем, что для предохранения экипажа и пассажиров от радиоактивного излучения необходимо оборудовать реактор очень тяжелой защитой, настолько тяжелой, что самолет не сможет взлететь.

Расчет показывает, например, что при мощности двигателя 6000 л.с. (4,4 МВт) масса реактора вместе с защитой должна составлять около 60 т, т.е. в 3 раза больше того, что может поднять в воздух этот двигатель. Правда, при увеличении размеров реактора его мощность растет быстрее массы защиты, так что при некоторой достаточно большой мощности самолет в принципе может взлететь. Однако, как показывают предварительные оценки, такой самолет должен иметь двигатель мощностью 40 000 л.с. (30 МВт) и массой 150 т!

Вторая трудность, препятствующая разработке атомного самолета, заключается в опасности радиоактивного заражения местности в случае его аварии. Для устранения этой опасности реактор должен быть заключен в специальную противоударную защиту, что требует дополнительного увеличения массы и мощности самолета. В конце концов в результате расчетов, выполненных в США около 25 лет назад, получилось, что проектируемый атомный самолет должен превосходить по полетной массе крупнейший американский военный самолет того времени. В связи с этим США прекратили работу над атомным самолетом. Однако в настоящее время уже имеются самолеты массой более 200 т. Поэтому проблема размеров и массы перестала быть препятствием для создания атомного самолета.

В 1967 г. в иностранной печати появилось сообщение о возобновлении в США работ над атомным самолетом. В настоящее время существует несколько проектов конструкции атомного двигателя для самолета. В наиболее реальном из них предполагается использовать комбинированный атомно-реактивный двигатель. Этот двигатель будет работать как обычный турбореактивный (с химическим горючим) только во время взлета и посадки. В остальное время он будет работать как компрессорный турбореактивный двигатель с атомным подогревом газовой струи. Этот двигатель позволит самолету преодолевать практически неограниченные расстояния.

Описанный проект, по-видимому, можно считать технически осуществимым, но из-за упомянутых выше трудностей масса самолета будет колоссальной (по некоторым оценкам она может достигать 700 т).



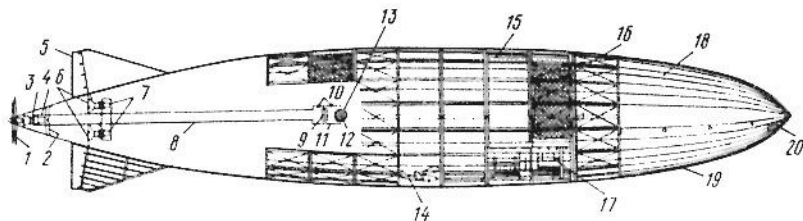


Рис. 53

Между тем обе трудности практически будут отсутствовать, если самолет заменить дирижаблем. В этом случае достаточна удельная мощность двигателя около 0,02 л.с. (14,7 Вт) на 1 кг полетной массы и резко снижается опасность разгерметизации реактора при аварии.

В 1965 г. в США разработан проект огромного дирижабля длиной 300, высотой 50 м. Источником энергии дирижабля будет ядерный реактор тепловой мощностью 200 МВт. Общая мощность двигателей 6000 л.с. (4,4, МВт). Подъемная сила дирижабля  $38 \cdot 10^5$  Н, скорость около 150 км/ч. Дирижабль предполагается оборудовать каютами для 400 пассажиров, грузовым трюмом для перевозки 100 автомашин, тремя палубами, рестораном, танцевальным залом и др. Словом, это огромная и вполне комфортабельная гостиница, которая сможет путешествовать вокруг света вместе со всеми своими жильцами и их машинами.

На рис. 53 изображена схема атомного дирижабля, составленная по Бостонскому проекту: 1 — противовращающиеся винты; 2 — вход воздуха; 3 — радиатор; 4 — газовая турбина и редуктор мощностью 4000 л.с. (3 МВт); 5 — рулевые плоскости; 6 — выхлопные отверстия; 7 — турбовентиляторы мощностью 1000 л.с. (735 кВт); 8 — вторичный контур с жидкометаллическим теплоносителем; 9 — промежуточный теплообменник; 10 — турбонасосы; 11 — первичный контур с литием; 12 — реактор; 13 — защита; 14 — ангар для 18-местного самолета; 15 — танцевальный зал; 16 — проволочная арматура, удерживающая камеры с гелием; 17 — пассажирская палуба; 18 — нейлоновая оболочка; 19 — передний грузовой люк; 20 — пульт управления. В 1969 г. появилось сообщение о разработке в ФРГ проекта атомного дирижабля со скоростью 350 км/ч.

Предполагается использовать ядерный двигатель и в космосе. Макет такого двигателя был успешно испытан в 1969 г. на специальном полигоне в США. Принцип работы двигателя заключается в выбросе из выхлопного сопла горячего расширяющегося водорода, который подогревается (с помощью теплообменника) теплом ядерного реактора. Подобный двигатель не нуждается в окислителе, благодаря чему имеет более высокий КПД по сравнению с обычным реактивным двигателем. На первых порах ядерный двигатель предполагается использовать для длительных полетов автоматических станций к далеким планетам Солнечной системы, а позднее — для пилотируемого полета на Марс.

## 2. ПОДЗЕМНЫЕ ЯДЕРНЫЕ ВЗРЫВЫ

*Дешево и сердито. — Ядерная труба. — Как повысить выход газа или нефти из скважины. — Подземные хранилища. — Воздушный аккумулятор. — Геотермальная электростанция. — Второй Панамский канал. — Вопросы безопасности.*

Широко известна высокая эффективность ядерного взрыва для использования в мирных целях. Ядерный снаряд диаметром менее полуметра эквивалентен по энерговыделению 100 000 т тринитротолуола. Менее известна относительная дешевизна ядерного взрыва. Термоядерный взрыв большой мощности в тысячи раз дешевле химического. Вот уже поистине: дешево и сердито!

Высокая эффективность и низкая стоимость делают весьма заманчивым применение ядерных взрывов для производства крупных земляных работ. Вот несколько проектов такого рода.

**Повышение производительности газовых и нефтяных месторождений.** Если в районе месторождения газа (нефти) глубоко под землей произвести ядерный взрыв, то над местом, где был заложен ядерный заряд, образуется так называемая ядерная труба, т.е. вертикальная цилиндрическая полость диаметром несколько десятков метров, заполненная обломками породы. Объемная плотность обломков породы в ядерной трубе меньше, чем объемная плотность породы до взрыва. Поэтому ядерная труба обладает повышенной проницаемостью для газа (или нефти). Газ будет устремляться к трубе из окружающих ее газоносных слоев и подниматься по ней к скважине. Таким образом, ядерная труба будет играть роль скважины очень большого диаметра. В результате производительность месторождения должна повыситься в несколько раз.

**Хранение газа и нефти в ядерных трубах.** Если на глубине 1 км взорвать ядерный заряд, эквивалентный 100 000 т взрывчатки, то образуется полость объемом  $3 \cdot 10^7$  м<sup>3</sup>. Ее удобно использовать как хранилище газа. Заполнять хранилище можно в ночные часы, когда потребление газа снижено. Зато в часы "пик" потребители получают дополнительную порцию газа из хранилища! Аналогичные хранилища для нефти можно создавать в районах добычи нефти с морского дна, где регулярная эксплуатация нефтяных скважин затруднительна из-за специфических условий.

**Аккумулятор электроэнергии.** Огромные полости, образованные в результате подземных ядерных взрывов, можно использовать также для временного хранения сжатого воздуха. Сжатый воздух может применяться для вращения специальных генераторов, которые будут вырабатывать добавочную электроэнергию в часы "пик". Для накачивания воздуха в хранилища можно использовать электроэнергию из сети во время минимальной нагрузки.

**Геотермальная электростанция.** Если создать полость на глубине порядка 3,5 км, где температура земной породы около 350 °С, и заполнить ее водой, то образующийся пар можно направить в турбины для производства дешевой электроэнергии. Расчет показывает, что 4 км<sup>3</sup> горячей породы могут дать столько же энергии, сколько получается при сжигании 10<sup>6</sup> т (т.е. около 0,1 км<sup>3</sup>) нефти.

**Проект второго Панамского канала.** Существует проект сооружения с помощью ядерных взрывов морского канала между Тихим и Атлантическим океанами. Экономический расчет показал, что строительство канала этим способом обойдется примерно в 7 раз дешевле, чем обычными методами, и в 3 раза дешевле, чем переоборудование существующего канала.

Конечно, при разработке проектов, подобных перечисленным выше, должны быть предусмотрены меры для предотвращения сейсмической, ударной и радиационной опасности. Последняя выражается в образовании радиоактивных продуктов деления при взрыве ядерного заряда или радиоактивного трития при термоядерном взрыве.

Кроме того, ядерный взрыв любого типа сопровождается испусканием нейтронов, которые вызывают искусственную радиоактивность в горных породах, окружающих место взрыва. Совершенно естественно, что такие крупные ядерно-взрывные работы, как прокладка канала, должны быть согласованы в международном масштабе.

### 3. ГИГАНТСКИЕ УСКОРИТЕЛИ

*Серпуховский ускоритель. — Электромагнит длиной в 1,5 км. — 500 000 км за 3 с. — Можно ли найти советский вымпел на Луне? — Серпуховский эффект. — 500 млрд. электрон-вольт! — Тэватрон и ускорительно-накопительный комплекс. — Ускорители нового типа. — Релятивистские ядра. — Ускорительный комплекс тяжелых ионов.*

Если судить по заголовку этого параграфа, мы обещали вам рассказать об интересных проектах. Однако за время многолетней работы над книгой осуществление некоторых проектов заметно продвинулось вперед. В частности, именно так обстоит дело с одним из крупнейших сооружений современности — Серпуховским протонным ускорителем на энергию 76 ГэВ. Представление о масштабах этого сооружения и его возможностях как ядерно-физической установки дают следующие факты и цифры. Ускоритель состоит из нескольких главных частей: форинжектора (предускорителя), линейного ускорителя, основного электромагнитного кольца и экспериментальных корпусов.

В форинжекторе с атомов водорода срываются электроны и полученные протоны ускоряются импульсным электрическим полем до энергии 760 кэВ. Дальнейшее ускорение протонов производится в линейном ускорителе. Здесь они приобретают энергию 100 МэВ и при помощи специальной ионно-оптической системы вводятся (инжектируются) в основное кольцо ускорителя. Общий путь инжекции, проходимый протонами от форинжектора до кольца, составляет около 160 м.

Диаметр основного кольца ускорителя равен 470 м, а периметр его около 1,5 км. "Кругосветное" путешествие по туннелю кольца, совершаемое быстрым шагом, занимает целых 20 мин! Внутри туннеля установлено 120 электромагнитов, фокусирующих про-

тоны в виде узкого кольцевого пучка. Общая масса электромагнитов 22 000 т. Пучок движется внутри вакуумной камеры, изготовленной из гофрированной нержавеющей стали толщиной 0,4 мм. Сечение камеры представляет собой эллипс размерами 19,5x11,5 см. И вот в таком узком коридоре, не касаясь его стенок, протоны должны за короткое время ускорения (2 — 3 с) пройти путь более полумиллиона километров! Легко видеть, что это эквивалентно попаданию в определенное место Луны с точностью до размеров вымпела, доставленного туда советской автоматической межпланетной станцией "Луна-2"! Чтобы такое было возможно, в камере поддерживается вакуум порядка  $10^{-6}$  мм рт. ст. ( $1,3 \cdot 10^{-4}$  Па), магниты устанавливались (с помощью геодезистов!) с погрешностью не более 0,1 мм; в туннеле поддерживается постоянный температурный режим. Немаловажно и место расположения ускорителя — это огромная скала, не подверженная сейсмическим колебаниям.\*

Ускорение протонов в кольце осуществляется 54 ускоряющими станциями при помощи высокочастотного электрического поля. За один оборот протоны получают энергию около 190 кэВ. Всего протоны за время ускорения до энергии 76 ГэВ (один цикл) совершают около 400 тыс. оборотов, т.е. проходят путь 600 000 км. Ускоритель работает с частотой восемь циклов в минуту.

Отметим, что в процессе ускорения масса протона возрастает в 75 раз!

Серпуховский ускоритель позволяет проводить ряд важнейших исследований по физике элементарных частиц. Для этих исследований предназначены два громадных экспериментальных корпуса, один из которых представляет собой зал длиной 150 м и шириной 90 м (без промежуточных опор), а другой — галерею длиной 300 м. В эти помещения из ускорителя выводятся протоны максимальной энергии и пучки других частиц ( $\pi$ - и  $K$ -мезонов, антипротонов) энергией 40 — 60 ГэВ. Это дает возможность не только изучать свойства перечисленных выше и других частиц в неисследованной области энергий, но и поставить поисковые эксперименты.

Серпуховский ускоритель заработал в 1967 г., и вскоре после этого на нем были проведены первые интересные и важные исследования: изучено рассеяние протонов на протонах в раннее недо-

\* Специальное исследование показало, что из-за природных факторов (сезонное изменение теплового режима, колебания уровня грунтовых вод) и строительных и монтажных работ (выемка грунта, сооружение тяжелой бетонной защиты) наблюдается смещение магнитов, достигающее в отдельных местах 4 — 5 мм по вертикали. Однако в результате проведенных измерений было установлено, что это смещение не сказывается существенным образом на работе ускорителя.

ступной энергетической области, открыто антиядро  $^3\text{He}$  (см. § 40), осуществлен поиск кварков (см. § 41, п. 4) и монополя Дирака (см. § 42) и др. В 1970 г. было обнаружено неожиданное поведение эффективного сечения\* рассеяния  $K$ -мезонов на протонах (серпуховский эффект), в 1973 г. было открыто еще одно антиядро  $^3_1\text{H}$  (см. § 40), в 1975 г. была открыта новая частица —  $h$ -мезон, имеющая спин 4 и массу 2040 МэВ, а в 1983 г. еще одна частица —  $\bar{R}$ -мезон, спин которой равен 6, а масса 2150 МэВ. Много новых данных получено о свойствах ранее открытых частиц. В ближайшее время можно ожидать появления интересных и важных результатов в опытах на недавно созданном нейтринном пучке.

Другой протонный ускоритель, о котором в первом и втором изданиях мы писали как о строящемся, тоже уже построен и успешно работает. Этот еще более гигантский ускоритель, диаметр основного кольца которого равен 2 км, находится в Батавии (США). Он ускоряет протоны до энергии 500 ГэВ. Близкую энергию (400 ГэВ) имеет еще один ускоритель-гигант, работающий в ЦЕРНе (Европейский центр ядерных исследований, Швейцария). На этих ускорителях в последние годы были получены очень важные результаты. В частности, на них была изучена зависимость эффективного сечения  $pp$ -,  $Kp$ - и  $pp$ -рассеяния от энергии и подтвержден открытый ранее серпуховский эффект, обнаружен сверхтяжелый  $T$ -мезон, масса которого в 10 раз превышает массу протона, и открыт пятый кварк ( $b$ -кварк) и др.

Наука никогда не стоит на месте, поэтому на смену этим, уже осуществленным проектам появились новые, еще более грандиозные. В недалеком будущем в Батавии (США) войдет в строй так называемый Тэватрон, т.е. протонный ускоритель на энергию 1 ТэВ = 1000 ГэВ. В СССР проектируется УНК — ускорительно-накопительный комплекс для ускорения протонов до еще большей энергии — 3 ТэВ. Этот комплекс будет построен вблизи ныне действующего Серпуховского ускорителя. Периметр кольца ускорителя составит около 21 км. Магнитное поле индукцией 5 Тл будет создаваться сверхпроводящими магнитами, для работы которых необходима температура 4 К. Наконец, в Международном комитете по будущим ускорителям обсуждается ускоритель протонов на энергию 20 ТэВ! Периметр кольца такого ускорителя

\* Эффективное сечение  $\sigma$  — количественная характеристика вероятности взаимодействия элементарных частиц (или ядер) между собой, выражающаяся в единицах длины в квадрате (обычно в  $\text{см}^2$ ). В простейшем случае  $\sigma$  равно поперечному сечению ядра, но оно может очень сильно отличаться от него и изменяться с энергией частицы. Обычно в области высоких энергий сечение убывает с энергией. В Серпухове было обнаружено увеличение сечения  $K^+p$ -рассеяния с ростом энергии при  $T_{K^+} > 30$  ГэВ. Позднее аналогичный эффект был обнаружен и для других частиц.

должен быть от 50 до 200 км (в зависимости от напряженности поля отклоняющих магнитов). Для подобных ускорителей-гигантов кроме чисто научных найдены весьма заманчивые практические задачи (см. § 34, п. 4).

Теперь кратко расскажем об ускорителях, принципиально отличающихся от описанных выше. Вы, очевидно, заметили, что с ростом энергии размеры (а значит, и стоимость) ускорителей обычного типа (с неподвижной мишенью) чрезвычайно быстро растут. Поэтому в настоящее время серьезнейшее внимание уделяется созданию ускорителей другого типа, работа которых основана на использовании вместо неподвижной мишени пучка ускоренных частиц, движущихся навстречу основному пучку (*встречные пучки*). Такие ускорители для электрон-электронных, электрон-позитронных, протон-протонных и протон-антипротонных пучков уже построены и работают.

Ускорители со встречными пучками позволяют получать при тех же размерах гораздо более высокие эффективные энергии взаимодействия частиц, чем ускорители с неподвижной мишенью (подробнее см. § 37, п. 6).

Другой новый принцип ускорения заряженных частиц заключается в использовании сильных внутренних полей, создаваемых самими частицами (*коллективный метод ускорения*). В коллективном ускорителе внешнее поле ускоряет плотный сгусток электронов, в объеме которого находится относительно небольшое число тяжелых ионов, например протонов. Электроны движутся во внешнем поле в сторону действия поля. Протоны (в отсутствие электронов) должны двигаться в противоположную сторону. Однако внутреннее коллективное притяжение со стороны большого числа электронов оказывается сильнее действия внешнего поля. В результате протоны увлекаются электронами и движутся вместе с ними (т.е. против внешнего поля!) с той же скоростью. Подчеркнутое обстоятельство особенно замечательно. Ведь кинетическая энергия частиц, имеющих равные скорости, но различные массы, пропорциональна их массе, поэтому протоны, увлеченные электронами, имеют энергию в  $m_p/m_e \approx 2000$  раз большую, чем энергия электронов. Ускорив электроны до энергии 10 МэВ, вы получите протоны энергией 20 ГэВ! При этом размеры ускорителя будут определяться энергией, до которой ускоряются электроны.

Другой замечательной особенностью коллективного метода ускорения является возможность ускорять описанным способом не только протоны, но и любые другие более тяжелые ионы.

Идея коллективного ускорителя была впервые высказана в 1956 г. академиком В.И. Векслером, но ее очень долго не удавалось претворить в жизнь из-за специфических трудностей формирования стабильных сгустков заряженных частиц (взаимное кулоновское отталкивание одноименных зарядов). Однако в конце



60-х годов решение этой трудной задачи было найдено группой дубненских физиков во главе с доктором физико-математических наук В.П. Саранцевым. В.П. Саранцев и его сотрудники сформировали стабильные сгустки в виде быстро ( $v \approx c$ ) вращающихся электронных колец, устойчивость которых достигается вследствие релятивистского эффекта. Используя этот принцип, авторы нового метода ускорения построили действующую модель ускорителя, в которой вращающиеся электронные кольца ускоряются как целое, увлекая за собой "вкрапленные" в них протоны. Подробнее об этой интересной работе можно прочесть в статье В.П. Саранцева, опубликованной в журнале "Природа" (1970, № 6, с. 30).

В заключение поговорим о возможности найти новое в недрах старого. В конце 1970 г. физики Лаборатории высоких энергий ОИЯИ во главе с профессором (ныне академиком) А.М. Балдиным получили новый выдающийся результат на сравнительно старом советском ускорителе, на энергию 10 ГэВ. Впервые в мире им удалось ускорить дейтроны до релятивистской энергии 11 ГэВ. Позднее на этом же ускорителе были ускорены ионы гелия, углерода и неона до энергий соответственно 20, 60 и 100 ГэВ. Несомненно, вторая жизнь дубненского ускорителя-ветерана приведет к серии новых открытий в области релятивистской ядерной физики и физики элементарных частиц. Залогом тому являются уже полученные здесь интересные результаты по исследованию так называемого кумулятивного эффекта, при котором образующаяся частица уносит энергию, значительно большую средней энергии, приходящейся на один нуклон в налетающем ядре. Например, в реакции взаимодействия дейтронов энергией 8 ГэВ (т.е. 4 ГэВ/нуклон) с ядрами были зарегистрированы  $\pi$ -мезоны с энергией до 8 ГэВ. Это может свидетельствовать о том, что  $\pi$ -мезон получил энергию не от одного нуклона бомбардирующего ядра, а от нескольких, т.е. о том, что нуклоны в ядре существуют не обособленно, а в виде тесно связанных групп — многокварковых систем.

Вместе с тем нужно отдавать себе отчет в том, что приспособить старый протонный ускоритель для ускорения ядер до релятивистских энергий очень трудно, причем трудности нарастают по мере повышения заряда ускоряемых ядер. Поэтому в Советском Союзе разработан проект сооружения УКТИ — ускорительного комплекса тяжелых ионов, который позволит наиболее оптимальным образом ускорять до релятивистских энергий ионы любых ядер, включая уран. В состав комплекса будет входить ускоритель тяжелых ионов до энергий  $T \geq 300$  МэВ/нуклон (тяжелоионный синхротрон). С тяжелоионного синхротрона полностью ионизованные и ускоренные ядра будут поступать на синхрофазотрон, который позволит их дополнительно ускорить до энергии (в ГэВ/нуклон)  $T = 10Z/A$ .

## § 36. УДИВИТЕЛЬНЫЕ ТОЧНОСТИ

Ядерной физике принадлежит несколько рекордов точности измерения основных физических величин: массы, энергии, времени, длины, температуры. Расскажем о некоторых из этих рекордов.

### 1. САМОЕ МАЛЕНЬКОЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ

*"Долговечные" и короткоживущие частицы. — Как извлекают точность из неопределенности. — Самые короткоживущие.*

В § 10 вы видели, что сравнительно просто измерить время жизни элементарной частицы, если оно порядка  $10^{-10}$  с или больше. В этом случае частица за время своего существования проходит довольно большой путь, замерив который, можно по известной скорости подсчитать время жизни. Трудности начинаются, когда время жизни порядка  $10^{-16}$  с, как это имеет место для  $\pi^0$ -мезона. В этом случае даже частица со скоростью, близкой к скорости света, проходит путь, составляющий всего-навсего доли микрона, который очень трудно измерить. А ведь есть частицы с гораздо меньшим временем жизни!

В § 2 мы говорили, что кроме обычных "долгоживущих" элементарных частиц существует большая группа нестабильных частиц (так называемых резонансов), т.е. частиц, неустойчивых относительно сильного взаимодействия. Характерным временем для сильного взаимодействия является величина  $\tau_{\text{яд}} \approx 10^{-23}$  с. поэтому время жизни резонансов имеет как раз такой порядок. Так, известно, что  $\Delta$ -резонанс за время  $\tau \approx 0,5 \cdot 10^{-23}$  с распадается на нуклон и  $\pi$ -мезон:



Спрашивается: как измерить столь малое время? Ответ звучит почти парадоксально: оказывается, наиболее точная оценка времени может быть сделана с помощью соотношения *неопределенностей*!

Согласно одному из основных положений квантовой механики (см. § 16), неопределенность энергии  $\Delta E$  какой-либо системы (например, элементарной частицы или резонанса) и время жизни этой системы связаны соотношением

$$\Delta E \tau \approx \hbar. \quad (170)$$

Отсюда

$$\tau \approx \hbar / \Delta E.$$

Но величину  $\Delta E$  для резонансов физики умеют измерять. Она определяется шириной резонансной кривой, описывающей эффективное сечение (вероятность взаимодействия) тех частиц, на которые распадается резонанс. В нашем примере этими частицами являются нуклон и  $\pi$ -мезон. На рис. 54 показан участок резонансной кривой, полученный при изучении взаимодействия  $\pi$ -мезонов с протонами. Максимум при кинетической энергии  $\pi$ -мезонов  $T_\pi = 190$  МэВ соответствует образованию короткоживущей нестабильной системы —  $\Delta$ -резонанса. Ширина максимума  $\Delta E = \Gamma$  (измеренная на половине его высоты) характеризует время существования этой системы. Измерения дают  $\Delta E \approx 120$  МэВ, откуда и получается

$$\tau \approx 6,6 \cdot 10^{-16} / 1,20 \cdot 10^8 \approx 0,5 \cdot 10^{-23} \text{ с.}$$

Обращаем ваше внимание на то, что, несмотря на такое ничтожно малое время жизни, резонанс по всем остальным свойствам не отличается от других, более долговечных частиц. Так же как и обычная (стабильная или метастабильная) частица, он может быть охарактеризован массой, электрическим зарядом, спином и другими параметрами; так же как и частице, ему можно приписать скорость, энергию и импульс.

## 2. САМОЕ ТОЧНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ

*Время жизни ядерного уровня. — Естественная ширина линии. — Эффект Мёссбауэра. — Пушка на лафете. — Не так-то просто! — Когда возможен эффект Мёссбауэра. — Как проигрыватель для грампластинок послужил высокой науке.*

Ядерная физика предложила наиболее точный метод измерения энергии. Метод основан на наблюдении резонансного поглощения  $\gamma$ -квантов, испускаемых ядрами.

Все энергетические состояния ядра, кроме основного (энергия которого принимается за нуль), характеризуются конечным временем жизни  $\tau \neq \infty$  (основное состояние нерадиоактивного ядра стабильно, т.е. его время жизни бесконечно велико). Согласно соотношению (170) конечное время жизни возбужденного состояния ядра приводит к неопределенности  $\Delta E$  в значении энергии  $E$  этого состояния. Таким образом, энергия ядра в возбужденном состоянии фиксирована не точно, а с погрешностью  $\Delta E$ , т.е. равна  $E \pm \Delta E$ , где  $\Delta E \approx \hbar/\tau$ .

Значение  $\tau$  для разных уровней может варьироваться от миллиардных долей наносекунды ( $1 \text{ нс} = 10^{-9} \text{ с}$ ), т.е. от  $10^{-18} \text{ с}$ ,  
230

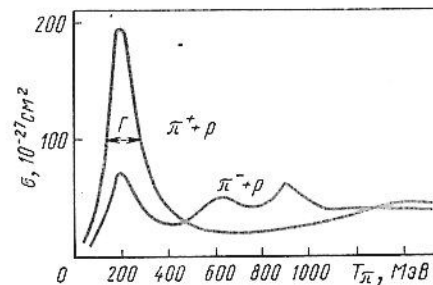


Рис. 54

до многих тысяч лет. При достаточно больших  $\tau$  неопределенность энергии  $\Delta E$  очень мала, так что относительная точность фиксации энергии уровня окажется очень хорошей. Так, для возбужденного состояния ядра  $^{191}\text{Ir}$  ( $E_{\text{возб}} = 129 \text{ кэВ}$ ,  $\tau \approx 10^{-10} \text{ с}$ )

$$\Delta E \approx 7 \cdot 10^{-6} \text{ эВ} \quad (171)$$

и погрешность фиксации энергии уровня составляет

$$\Delta E/E = 7 \cdot 10^{-6} / 1,29 \cdot 10^5 = 5 \cdot 10^{-11}, \quad (172)$$

т.е. пять миллиардных долей процента! Столь же мала монохроматичность дискретной линии  $\gamma$ -квантов, испускаемых атомным ядром при переходе из возбужденного состояния в основное. Эта монохроматичность называется *естественной шириной линии*  $\Gamma$ .

Легко сообразить, что если бы существовал способ выделения из непрерывного спектра  $\gamma$ -излучения монохроматической линии с погрешностью порядка ее естественной ширины, то это был бы метод измерения энергии с той же погрешностью. Такой способ регистрации  $\gamma$ -квантов, основанный на наблюдении резонансного поглощения, был открыт в 1958 г. Мёссбауэром.

Мёссбауэр показал, что при специальных условиях  $\gamma$ -кванты, испускаемые с данного энергетического уровня, могут иметь практически ту же энергию, что и сам уровень. Аналогичное явление (при выполнении тех же специальных условий) наблюдается и для поглощения  $\gamma$ -квантов ядрами, находящимися в основном состоянии. В результате получается, что энергия уровня  $E$ , энергия испускаемых  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma^{\text{исп}}$  и энергия поглощаемых  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma^{\text{погл}}$  совпадают с точностью до естественной ширины линии  $\Gamma$  (или даже лучше):

$$E = E_\gamma^{\text{исп}} = E_\gamma^{\text{погл}} \quad (173)$$

Благодаря этому и становится возможным эффект Мёссбауэра.

Не нужно думать, что это тривиальный результат. Ведь если ядро испускает  $\gamma$ -квант, то оно само испытывает отдачу (как пушка при выстреле в § 20, п. 2). Следовательно, энергия возбуждения ядра (энергия "взрыва") делится на энергию  $\gamma$ -кванта  $E_{\gamma}^{\text{исп}}$  (энергия "снаряда") и энергию отдачи ядра:

$$T_{\text{я}} = p^2 / 2m_{\text{я}} = E_{\gamma}^2 / 2m_{\text{я}}c^2 \quad (174)$$

(отдача "пушки"):

$$E = E_{\gamma}^{\text{исп}} + T_{\text{я}},$$

причем  $T_{\text{я}} \gg \Gamma$ . В нашем примере

$$\frac{E_{\gamma}^2}{2m_{\text{я}}c^2} = \frac{(1,29 \cdot 10^5)^2}{2 \cdot 191 \cdot 931 \cdot 10^6} \approx 0,05 \text{ эВ} \approx 10\,000 \Gamma, \quad (175)$$

так что в общем случае (когда не выполнены специальные условия)

$$E_{\gamma}^{\text{исп}} < E + \Gamma. \quad (176)$$

Аналогично в общем случае

$$E_{\gamma}^{\text{погл}} > E + \Gamma \quad (177)$$

и резонансное поглощение  $\gamma$ -квантов невозможно (точнее говоря, возможно за счет *доплеровского уширения линий*, см. ниже).

Итак, равенство  $E = E_{\gamma}^{\text{исп}} = E_{\gamma}^{\text{погл}}$  выполняется только при специальных условиях. В чем они заключаются?

Первое условие связано с выбором объектов исследования, второе — с их температурой. Вы хорошо знаете, что энергию отдачи пушки можно резко уменьшить, если пушку укрепить на очень тяжелом лафете. В этом случае из законов сохранения энергии и импульса следует, что практически вся энергия взрыва будет передана снаряду, а на отдачу пойдет только ее  $m/(M+m)$  — я часть ( $m$  — масса снаряда;  $M$  — масса пушки и лафета). Аналогично энергию отдачи ядра можно практически свести к нулю, если в качестве  $\gamma$ -излучателей брать ядра, связанные в кристаллической решетке. Действительно, энергия связи атомов в кристалле около 1 эВ, поэтому энергия отдачи ядра ( $T_{\text{я}} \approx 0,1$  эВ) оказывается недостаточной для вырывания ядра из решетки, и ядро можно считать прочно закрепленным в тяжелом кристалле (подобно пушке в лафете). В результате импульс отдачи сообщается не одному излучающему ядру, а очень большому числу  $N$  ядер кристалла (образно говоря, всему кристаллу в целом).

Если  $N \approx 10^8$  (вполне правдоподобное число для нашего примера с  $^{191}\text{Ir}$ ), то энергия отдачи кристалла  $T_{\text{кр}}$  будет в 100 млн.

раз меньше энергии отдачи отдельного ядра:

$$T_{\text{кр}} = T_{\text{я}}/N = 10^{-8} T_{\text{я}}, \quad (178)$$

и, следовательно, в 10 тыс. раз меньше естественной ширины уровня  $\Gamma$ :

$$T_{\text{кр}} \approx 10^{-4} \Gamma. \quad (179)$$

В результате получается, что равенство  $E = E_{\gamma}^{\text{исп}} = E_{\gamma}^{\text{погл}}$  выполняется с точностью до одной десятичной доли  $\Gamma$ !

Просто и понятно, не правда ли? Настолько, что даже возникает удивление: чего же тут было открывать? Это же все известные вещи. Однако простота эта кажущаяся: она объясняется несовершенством нашей аналогии.

На самом деле\* атомы кристаллической решетки связаны не абсолютно жестко, а могут совершать колебания относительно положения равновесия. Амплитуда и энергия колебаний определяются температурой кристалла (растут с ростом температуры). При этом, согласно квантовой теории, энергия колеблющегося атома (осциллятора) квантуется, т.е. изменяется не непрерывно, а дискретными порциями  $n\Delta E$ , где  $n$  — целое число. Чем выше температура  $T$ , тем больше число  $n$  и энергия осциллятора ( $n + 1/2$ )  $\Delta E$ . Наименьшая порция энергии, которую может получить или отдать осциллятор, равна  $\Delta E = \hbar\Omega$ , где  $\hbar$  — постоянная Планка, а  $\Omega$  — собственная частота осциллятора, определяющаяся жесткостью кристалла (значением упругих сил, возвращающих атомы в положение равновесия).

Если не накладывать никаких ограничений на выбор кристалла и температуру, то обычно  $\Delta E < T_{\text{я}}$  и  $n \gg 1$ . Легко видеть, что эффект Мёссбауэра наблюдаться не будет. Действительно, условие  $T_{\text{я}} > \Delta E$  означает, что энергия отдачи ядра  $T_{\text{я}}$  может пойти на усиление колебательного движения атома (а не на отдачу кристалла в целом). В результате окажется, что  $E_{\gamma}^{\text{исп}} \neq E$ .

Второе условие ( $n \gg 1$ ) означает, что атомы кристалла находятся в интенсивном колебательном движении, так что испускание (и поглощение)  $\gamma$ -квантов производится быстро движущимися ядрами. В связи с этим возникает доплеровское изменение частоты испускаемых  $\gamma$ -квантов (подобное изменению высоты звука при движении источника звука). Расчет показывает, что это явление приводит к доплеровскому уширению линии испускания до значения  $D \gg \Gamma$ . Таким образом, в общем случае (когда кристалл выбирают произвольно и температура его не ограничена)

\* Все, что написано после слов "На самом деле", является лишь следующим приближением к истине. После этого абзаца следовало бы опять написать: "На самом деле . . .", но мы этого делать не будем.



$E_{\gamma}^{\text{исп}} \neq E$  и  $D \gg \Gamma$ , т.е. эффект Мёссбауэра невозможен. В этом случае резонансное испускание и поглощение  $\gamma$ -квантов можно наблюдать только за счет большого доплеровского уширения линий испускания и поглощения, которое приводит к их частичному перекрытию (рис. 55, а).

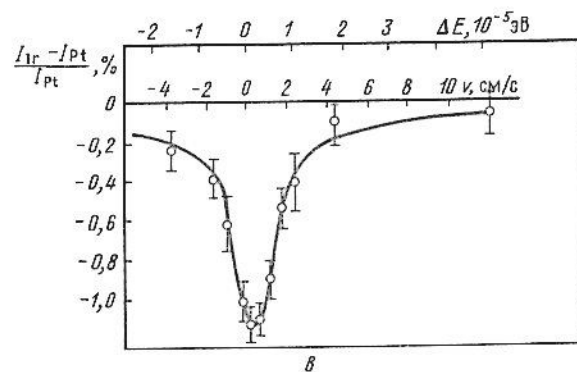
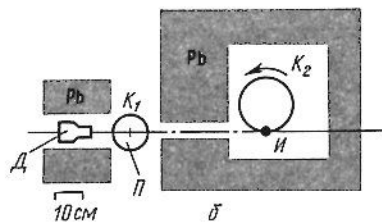
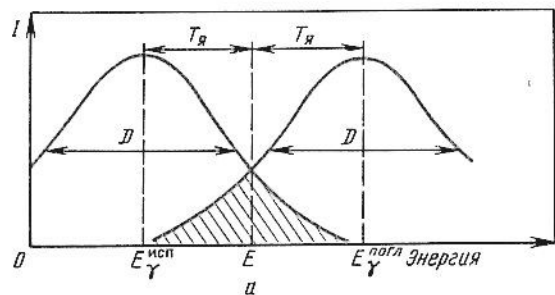


Рис. 55

Однако если выбрать такой кристалл, для которого  $T_{\text{я}} < \Delta E$  (большая "жесткость" кристалла и относительно небольшие энергии перехода  $E \approx 10 \div 100$  кэВ), и взять его при достаточно низкой температуре, когда  $n = 0$  (осцилляторы "заморожены"), то, во-первых, энергии отдачи  $T_{\text{я}}$  ядра не хватит на возбуждение колебаний осциллятора ( $T_{\text{я}} < \Delta E$ ) и, во-вторых, не будет доплеровского уширения линий. В результате линия испускания  $E_{\gamma}^{\text{исп}}$  не будет ни смещаться относительно  $E$ , ни расширяться по сравнению с  $\Gamma$ . То же заключение может быть сделано и относительно линии поглощения  $E_{\gamma}^{\text{погл}}$ . В этом случае  $E_{\gamma}^{\text{исп}} = E_{\gamma}^{\text{погл}} = E$  и эффект Мёссбауэра возможен.

Свой первый опыт Мёссбауэр сделал с  $^{191}\text{Ir}$ , характеристики которого приведены в начале этого пункта. Изучая резонансное поглощение, вызванное доплеровским перекрытием линий, Мёссбауэр охладил источник и поглотитель, ожидая уменьшения эффекта. (При охлаждении источника и поглотителя уменьшается доплеровская ширина линии испускания и поглощения и, следовательно, область их перекрытия.) Вместо этого он обнаружил его резкое возрастание. На этом примере хорошо видно, как умеет "прячет" природа свои тайны от человека!

Правильно объяснив результаты своего первого опыта тем, что  $E_{\gamma}^{\text{исп}}$  и  $E_{\gamma}^{\text{погл}}$  совпадают с точностью до естественной ширины линии, Мёссбауэр доказал это заключение при помощи второго опыта. Идея второго опыта Мёссбауэра заключается в искусственном нарушении резонансного эффекта из-за движения источника  $\gamma$ -квантов И (рис. 55, б). Нетрудно показать, что при движении иридиевого источника со скоростью  $v$  несколько сантиметров в секунду вдоль направления испускания  $\gamma$ -квантов произойдет доплеровское изменение энергии испускаемых  $\gamma$ -квантов на величину, превышающую  $\Gamma$ . В результате  $E_{\gamma}^{\text{исп}}$  и  $E_{\gamma}^{\text{погл}}$  перестанут совпадать между собой и резонансный эффект исчезнет. Любопытно отметить, что для получения столь медленного движения источника Мёссбауэр использовал моторчик проигрывателя. Опыт блестяще подтвердил ожидания: при изменении скорости движения источника от нуля до 5 см/с интенсивность резонансного поглощения  $\gamma$ -квантов уменьшалась в 10 раз, а ширина кривой изменения интенсивности оказалась равной естественной ширине  $\Gamma$  (рис. 55, в).

В настоящее время эффект Мёссбауэра обнаружен для нескольких десятков ядер. Некоторые из этих ядер (например,  $^{57}\text{Fe}$ ) особенно удобны тем, что эффект Мёссбауэра проявляется в них при комнатной температуре. Ядро  $^{67}\text{Zn}$  замечательно тем, что для него особенно мало отношение  $\Gamma/E = 5,2 \cdot 10^{-16}$ .

С помощью эффекта Мёссбауэра изучено много физических и химических явлений, в которых требуется измерить очень малые изменения энергии (сверхтонкое расщепление ядерных уровней

ней, химический сдвиг, исследования в области теории относительности). Одним из наиболее эффективных достижений является измерение *гравитационного смещения частоты*  $\gamma$ -квантов в лабораторных условиях (см. § 20). Для этого физикам пришлось создать установку, которая обеспечивала движение источника со скоростью несколько микрон в секунду!

### 3. САМАЯ МАЛЕНЬКАЯ РАЗНОСТЬ МАСС

*Одна десятитысячная микрограмма. — Можно ли заметить лишнюю каплю воды в озере? — В 100 млрд. раз меньше массы электрона.*

Одной из самых точных измерительных операций в физике является взвешивание. В § 30 мы рассказывали о том, что во время работы над проблемой получения трансурановых элементов были построены весы с чувствительностью  $10^{-8}$  г, т.е. одна сотая микрограмма. И все-таки это не рекорд. Во-первых, погрешность  $10^{-8}$  г не так уж мала: в такой массе вещества содержится  $10^{16}$  нуклонов. Во-вторых, относительная погрешность взвешивания  $\Delta M/M$  определяется максимальной массой  $M$ , которую можно взвесить. Для весов, описанных в § 30, она не превышает 25 мг, поэтому

$$\Delta M/M = 10^{-8} / 2,5 \cdot 10^{-2} = 4 \cdot 10^{-7}, \quad (180)$$

Оба рекорда измерения массы (как по абсолютному значению, так и по точности) опять-таки принадлежат ядерной физике (точнее, физике элементарных частиц). Речь идет о разности масс двух нейтральных  $K$ -мезонов  $K_1^0$  и  $K_2^0$ , которые отличаются друг от друга схемами распада и временем жизни, но имеют практически совпадающие массы (по  $974m_e$ ).

Теоретический анализ свойств  $K_1^0$ - и  $K_2^0$ -мезонов показал, что эти частицы должны иметь ничтожно малую разность масс, которая, будучи выражена в энергетических единицах, не превышает  $10^{-5}$  эВ. Заметить такую разность масс можно по специфическому квантовомеханическому эффекту интерференции волновых функций, описывающих  $K_1^0$ - и  $K_2^0$ -мезоны. Специальные опыты, поставленные для проверки этого эффекта, подтвердили расчет. Тем самым был установлен рекорд точности измерения массы:

$$10^{-5}/974m_e = 10^{-5} / 974 \cdot 5 \cdot 10^5 = 2 \cdot 10^{-14}. \quad (181)$$

Заметить такое изменение массы — это все равно, что обнаружить лишнюю каплю воды в большом озере диаметром полкилометра и глубиной 10 м.

Одновременно был поставлен и абсолютный рекорд малости измеренного значения массы: ведь  $\Delta m \approx 10^{-5}$  эВ составляет всего-навсего две стотриллиардные доли массы электрона:

$$\Delta m_e/m_e = 10^{-5} / 5 \cdot 10^5 = 2 \cdot 10^{-11}, \quad \text{т.е.}$$

$$\Delta m = 2 \cdot 10^{-11} m_e = 2 \cdot 10^{-11} \cdot 9,1 \cdot 10^{-28} = 2 \cdot 10^{-38} \text{ г}, \quad (182)$$

а это составляет такую же долю одного грамма, какую сам грамм составляет от массы 25 000 Солнечных систем!

## § 37. ЛЮБОПЫТНЫЕ ЭФФЕКТЫ И ОСТРОУМНЫЕ РЕШЕНИЯ

В этом параграфе мы рассмотрим несколько любопытных ядерно-физических эффектов, начиная от совсем простых и очевидных (радиоактивность человека) и кончая довольно неожиданными (светящийся электрон) и имеющими громадное будущее (встречные пучки).

### 1. РАДИОАКТИВНОСТЬ . . . ЧЕЛОВЕКА

*Радиоактивный читатель. — Как измеряют радиоактивность человека. — Мужчина или женщина?*

Из предыдущей главы вы узнали, что все органические соединения, все растения, все животные содержат радиоактивный изотоп углерода  $^{14}\text{C}$  и, следовательно, обладают собственной радиоактивностью. Человек, конечно, тоже не является исключением. Все люди, в том числе и мы с вами, уважаемые читатели, радиоактивны!

“Полную” радиоактивность человеческого тела можно измерить с помощью специального *сцинтилляционного счетчика*. В результате измерений получается довольно большая величина — около 200 000 расп./мин. Но это не должно вас удивлять, так как из предыдущей главы вы помните, что каждый грамм “живого” углерода испытывает около 15 расп./мин. А кроме углерода в человеческом теле имеются еще уран, радий и продукты их распада, радиоактивный изотоп калия  $^{40}\text{K}$  и другие радиоактивные элементы. Так что число 200 000 не только не велико, а, наоборот, явно занижено из-за поглощения значительной части излучения в тканях человеческого тела (именно поэтому мы и поставили слово “полная” в кавычки).

Радиоактивность человеческого тела может колебаться. Ее числовое значение зависит от местожительства человека (высота над уровнем моря, радиоактивность почвы), условий его работы и, конечно, от того, проводятся или нет испытания ядерного оружия.



Рис. 56

“Человеческий счетчик” позволяет измерять не только интегральную (общую) радиоактивность, но и выделять эффекты, обусловленные конкретными радиоактивными ядрами, например  $^{40}\text{K}$ . Применение счетчика дает возможность быстро определять радиоактивность человека, побывавшего в особых условиях (в космосе, вблизи от реактора во время аварийной обстановки, в горячей\* химической лаборатории и т.п.), и сделать вывод о степени облучения.

В качестве курьеза отметим любопытный результат, который был получен при массовом измерении радиоактивности нескольких тысяч посетителей выставки, где демонстрировался прибор. Оказалось, что в организме мужчины и женщины содержится различное количество  $^{40}\text{K}$  (по-видимому, это связано с тем, что  $^{40}\text{K}$  в основном накапливается в мускульной ткани). На рис. 56 показано, как можно использовать этот факт в некоторых затруднительных случаях.

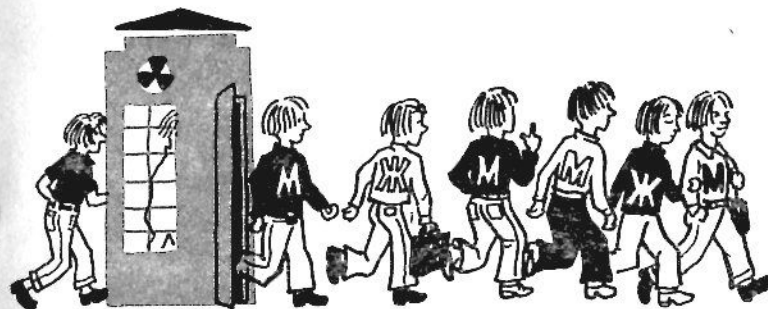
## 2. РАДИОАКТИВНЫЙ СЫР

*Когда залежавшиеся продукты лучше свежих.*

Можно ли использовать в пищу продукты питания, зараженные радиоактивностью? Разумеется, нет, скажете вы и будете правы. Правы, но не совсем!

Представьте себе, что в результате аварии с реактором произошел выброс в атмосферу радиоактивных продуктов, которые начали усваиваться растительным и животным миром. В частности, известно, что радиоактивный йод  $^{131}\text{I}$  через траву и организм коровы попадает в молоко и резко повышает его радиоактивность. Предположим, что она возросла в 1000 раз по сравнению с

\* Горячей лабораторией называется химическая лаборатория, сотрудники которой изучают свойства сильнорадиоактивных веществ.



нормальным уровнем естественной радиоактивности органического продукта. Можно пить это молоко?

Конечно, пить его вскоре после того, как корову подоили, нельзя. Однако существует простой обходный маневр. Период полураспада  $^{131}\text{I}$  относительно невелик ( $T_{1/2} \approx 8$  сут), поэтому уже через 80 сут ( $10T_{1/2}$ ) начальная активность молока снизится в  $2^{10}$ , т.е. примерно в 1000 раз, и оно сделается безопасным для употребления. Конечно, молоко раньше скиснет, но его можно предварительно переработать в другие молочные продукты, например в сыр или в молочный порошок. И если эти продукты достаточно долго *выдержать*, то они сделаются совершенно безопасными. Вот пример, когда залежавшийся продукт лучше свежего!

## 3. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФОТОГРАФИЙ

*Пропавшее изображение. — Автографы невидимок. — Вторая жизнь фотоснимка.*

Вы хорошо знаете, что фотографический снимок со временем выцветает. Это особенно заметно, когда рассматриваешь семейные альбомы, в которых попадают давно сделанные снимки. Иногда качество фотографии становится настолько плохим, что никакое контрастное перефотографирование уже не помогает, а это очень обидно. И вот тогда на помощь снова приходит ядерная физика. Она позволяет восстановить фотоснимки, на которых уже ничего не видно.

Способ основан на том, что даже совершенно выцветшая фотография содержит небольшое (невидимое) количество изотопов серебра  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{109}\text{Ag}$ , концентрация которых в бывших темных местах снимка больше, чем в бывших светлых. Если фотоснимок облучить нейтронами, то стабильные ядра серебра  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{109}\text{Ag}$  захватят их и превратятся в радиоактивные ядра  $^{108}\text{Ag}$  и  $^{110}\text{Ag}$ . В результате снимок станет радиоактивным, причем степень ра-



диоактивности отдельных мест снимка будет пропорциональна количеству оставшегося в них серебра. Подержав снимок на рентгеновской пленке, можно получить с него "автограф", который после проявления будет выглядеть как снимок до выцветания (потому что местам с повышенной радиоактивностью будет соответствовать большее потемнение). Так с невидимого снимка можно получить нормальный отпечаток.

Конечно, описанный метод еще не скоро будет применяться для восстановления семейных фотографий, но для особо ценных фотодокументов он может быть использован уже и сейчас.

#### 4. СВЕТАЩИЙСЯ ЭЛЕКТРОН

*Какого цвета электрон? — "Разноцветные" атомы. — Еще раз о свечении Вавилова—Черенкова. — Как увидели один электрон. — Синхротронное излучение. — Электрон — "хамелеон". — Вести из глубин Вселенной.*

С вопросом "какого цвета электрон?" автор впервые столкнулся в 1936 г., когда он стал студентом физического факультета МГУ. Вопрос был кем-то написан на доске. Но вполне возможно, что и тогда этот вопрос уже имел длинную бороду, так как электрон был открыт еще в 1895 г.

На первый взгляд может показаться, что человек, задающий этот вопрос, в основном стремится поразить собеседника его парадоксальностью и полубесмысленностью. Однако после некоторого размышления вы приходите к выводу, что в вопросе что-то есть. Потому что очень уж тесно связана судьба электрона со всем, что имеет отношение к энергии, огню, свету, а значит, и цвету.

При переходах электронов между атомами наблюдаются химические реакции, в том числе горение (огонь); при переходах электронов между энергетическими уровнями атома испускается электромагнитное излучение. Вы знаете, что каждому переходу соответствует определенная длина волны. Излучение может быть рентгеновским, ультрафиолетовым, видимым, инфракрасным, тепловым... Если длина волны находится в области видимого спектра, то излучение атома представляется нам окрашенным в тот или иной цвет. Вы помните, наверно, из школьных опытов по химии и физике, что пары натрия окрашивают пламя в желтый цвет. Аналогично неон в рекламных объявлениях светится красным цветом, аргон — синим и т.п. Виновниками этой окраски в конечном итоге являются электроны, но электроны, находящиеся в определенных условиях, которые характерны для данного атома. Поэтому, если уж пытаться говорить о "цвете" микрообъекта, то в приведенных примерах мы с некоторым правом можем "покрасить" атомы в разные цвета. Атом натрия — желтый, аргон — синий, неон — красный и т.д.

В § 13 мы познакомились со свечением заряженных частиц, движущихся в среде со скоростью, превышающей скорость света в этой среде (излучение Вавилова—Черенкова). Однако, как было показано, и в этом случае эффект свечения, скорее, связан со свойствами среды, а не частицы, так как светятся атомы, пришедшие в возбужденное состояние в результате воздействия на них пролетевшей заряженной частицы, например электрона, т.е. и здесь первопричина свечения связана с электроном, но светится не он.

Ну а как же все-таки быть с самим электроном? Нельзя ли и для него хотя бы столь же условно определить понятие цвета? Оказывается, можно! Но для этого надо рассматривать электрон в свободном виде, вне атома и среды (в вакууме).

В § 3 мы говорили, что заряженная частица, движущаяся с ускорением, испускает тормозное излучение. Интенсивность тормозного излучения обратно пропорциональна квадрату массы частицы, и, следовательно, этот процесс наиболее ярко проявляется для самых легких заряженных частиц, т.е. как раз для электронов. Спектр тормозного излучения имеет непрерывный характер, так что часть его приходится на область видимого света. Таким образом, в принципе можно увидеть излучение свободного электрона, если он движется с ускорением, например пролетает мимо атомного ядра, которое его тормозит. Конечно, мы ничего не увидим, если опыт будет соответствовать нашему принципиальному описанию; слишком мал будет эффект. Но вот что можно сделать для его усиления.

Создадим в цилиндрической вакуумированной камере радиусом  $R$  постоянное магнитное поле, параллельное оси цилиндра, и впустим внутрь камеры (вдоль хорды кругового сечения) быстрый электрон. Если импульс электрона  $p$ , эВ/с, удовлетворяет условию

$$p/0,03 B = p < R, \quad (183)$$

где  $B$  — индукция магнитного поля, Тл;  $p$  — радиус, см, то электрон будет вращаться по круговой орбите радиусом  $p$  внутри камеры. Но, как известно, вращательное движение протекает с ускорением. В данном случае ускорение (замедление) электрона возникает за счет его торможения магнитным полем. Энергия, теряемая электроном, идет на излучение; и на этот раз излучение будет очень сильным, потому что электрон, быстро ( $v \approx c$ ) вращающийся по орбите небольшого радиуса ( $R = 43$  см), проходит через одну и ту же точку пространства десятки миллионов раз в секунду. Связанное с этим усиление эффекта настолько велико, что можно увидеть излучение *одного-единственного* электрона. Конечно, потери энергии электрона на излучение надо восполнять с помощью одновременного ускорения его высокочастотным полем.

Все эти условия были обеспечены на установке ВЭП-1, созданной в Институте ядерной физики Сибирского отделения АН СССР для получения встречных пучков электронов (см. § 37, п. 6). Именно здесь и увидели излучение одного электрона. Вот как это было доказано. При наблюдении за свечением очень слабого электронного пучка физики обнаружили, что его интенсивность уменьшается строго одинаковыми порциями. Это объясняется последовательным выбыванием электронов из пучка в связи с рассеянием их на остатках газа в камере. При исчезновении одного электрона интенсивность пучка уменьшается на одну порцию. Минимуму свечения (перед его полным исчезновением) соответствует свечение последнего оставшегося в "живых" электрона. Это свечение видно невооруженным глазом. Описанный эффект свечения электрона, быстро вращающегося в магнитном поле, называют *синхротронным излучением*. Синхротронное излучение направлено по касательной к пучку в узком угле. Его спектр носит сплошной характер и имеет максимум при частоте

$$\nu = 4,6 \cdot 10^{10} B T_e^2, \quad (184)$$

где  $B$  — индукция магнитного поля, Тл;  $T_e$  — энергия электрона, эВ.

При  $B = 1$  Тл и  $T_e \approx 10^8$  эВ = 100 МэВ частота равна  $\nu = 4,6 \times 10^{14}$  Гц, что соответствует красному цвету. При  $T_e > 100$  МэВ электрон "синееет". Итак, в ответ на вопрос, какого цвета электрон — хамелеон.

В заключение отметим, что синхротронное излучение находит практическое применение при наладке электронных и позитронных пучков в ускорителях. Использование специальных быстродействующих стробоскопических устройств позволяет *увидеть поперечное сечение* электронного (позитронного) пучка на орбите. Важную роль играет синхротронное излучение в астрофизике, радиоастрономии и физике космического излучения. Именно синхротронную природу имеет излучение релятивистских электронов, входящих в состав космического излучения. Изучение свойств космического излучения позволяет получать сведения о космических электронах и о распределении магнитных полей во Вселенной.

В качестве современных направлений использования синхротронного излучения отметим его применение в биологии — для получения объемной структуры образцов и в микроэлектронике — для изготовления методом литографии микросхем с размерами элементов около 0,1 мкм (а в последние годы, при использовании особо коротковолнового излучения, — даже до 0,01 мкм). В области таких коротких длин волн оптические методы непригодны, а рентгеновские не обладают достаточной интенсивностью.

## Б. $\mu$ -КАТАЛИЗ

*Странный родственник электрона. —  $\mu$ -Атом. — Зачем мюону большая масса? — Еще один родственник. — Почему их три? — Ядерный катализатор. — А счастье было так возможно, так близко... — Температурный эффект. — Стократное повторение. — Внутри ядра. — Землемер микромира.*

Мы, кажется, уже говорили, что у электрона есть очень странный родственник — мюон ( $\mu$ ), который практически ничем, кроме массы ( $m_\mu \approx 207 m_e$ ), не отличается от электрона. У него такие же заряды (электрический, барионный и лептонный\*) и спин; его магнитный момент меньше магнитного момента электрона в  $m_\mu/m_e$  раз; он так же, как и электрон, взаимодействует с другими частицами (электромагнитным и слабым образом); наконец, он даже может заменить один из электронов в атоме, преобразовав последний в так называемый  $\mu$ -атом.

Свойства  $\mu$ -атома весьма сходны со свойствами обычного атома. В нем есть орбиты для отрицательного мюона, радиус которых и соответствующая им энергия рассчитываются по формулам Бора, полученным для обычных атомов. Мюон может переходить с одной орбиты на другую с испусканием или поглощением рентгеновского излучения и т.п. Словом, мюон — даже не просто родственник электрона, а его ближайшая, так сказать, кровная родня.

Можно было бы подумать, что это — старший брат (тяжелый все-таки!), но такое предположение сразу же отпадает после сравнения их возрастов. Электрон живет бесконечно долго, а время жизни мюона порядка  $10^{-6}$  с. И вообще, различие в возрасте носит второстепенный характер: оно является прямым следствием различия в массе. Электрону, как самой легкой из заряженных частиц, *не на что* распадаться, тогда как мюон может распадаться (и действительно распадается) на тот же электрон, нейтрино и антинейтрино. Так что электрон и мюон — это не просто братья, а братья-близнецы. Тем непонятнее их резкое различие по массе. Зачем, спрашивается, понадобилось природе создавать двух близнецов столь разных масс?

И даже не двух, а, как выяснилось в 1975 г., трех. Оказывается, у электрона и мюона имеется еще один родственник с аналогичными свойствами, только гораздо тяжелее мюона. Это тау-лептон ( $\tau$ ). Его масса примерно равна 1785 МэВ, поэтому он называется тяжелым лептоном. А время жизни  $\tau$ -лептона существенно меньше времени жизни мюона —  $5 \cdot 10^{-13}$  с, но это различие опять же является следствием различия в массе. Все же остальные свойства  $\tau$ -лептона аналогичны свойствам электрона и мюона. Так что

\* Подробнее о лептонном заряде электрона и мюона см. § 20, п. 4.

и по отношению к  $\tau$ -лептону остается в силе тот вопрос, который мы поставили выше: почему существует три лептона со столь близкими свойствами?

Полного ответа на этот вопрос пока нет, хотя некоторые соображения в пользу существования именно трех заряженных лептонов ( $e, \mu, \tau$ ) и соответствующих им трех нейтрино ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) имеются. Согласно современной теории электрослабых взаимодействий, полное число лептонов (заряженных и нейтральных) должно совпадать с числом кварков (см. § 2 и § 41, п. 3 и 4). Существование пяти кварков доказано экспериментально (напомним, что в свободном виде кварки не обнаружены), а свойства шестого довольно полно вытекают из теории, и, по-видимому, он тоже скоро будет открыт.\*

В связи с большим сходством мюона и электрона уже довольно давно наметилась весьма обнадеживающая перспектива использования этого сходства для решения одной очень важной проблемы.

Вы знаете, что атом водорода состоит из протона и "вращающегося" вокруг него на расстоянии  $R_e \approx 0,5 \cdot 10^{-8}$  см электрона. Радиус  $K$ -орбиты электронов вычисляется в теории Бора по формуле

$$R_K^{(e)} = \hbar^2 / Z m_e e^2, \quad (185)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка;  $Z$  — заряд ядра, выраженный в  $e$  (для атома водорода  $Z = 1$ );  $m_e$  — масса электрона;  $e$  — его заряд.

Аналогично  $\mu$ -атом водорода ( $\mu^- p$ ) состоит из протона и отрицательного мюона, или дейтрона и мюона ( $\mu^- d$ ), или тритона и мюона ( $\mu^- t$ ). Радиус орбиты мюона в  $\mu$ -атоме определяется по той же формуле (185), в которой вместо массы электрона должна быть подставлена масса мюона:

$$R_K^{(\mu)} = \frac{\hbar^2}{Z m_\mu e^2} = \frac{R_K^{(e)}}{m_\mu / m_e} = \frac{R_K^{(e)}}{207}. \quad (186)$$

Таким образом, радиус мюонной  $K$ -орбиты в  $\mu$ -атоме водорода в 207 раз меньше радиуса электронной  $K$ -орбиты в обычном атоме водорода. Во столько же раз  $\mu$ -атом водорода меньше обычного атома водорода:

$$R(\mu^- p) = R(H) / 207 \approx 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ см}. \quad (187)$$

Электрический заряд отрицательного мюона равен и противоположен по знаку заряду протона, поэтому на расстоянии  $r >$

$> 2,5 \cdot 10^{-11}$  см от центра  $\mu$ -атома он ведет себя как электрически нейтральная система. И только на расстояниях  $r \leq 10^{-11}$  см должна проявляться его электрическая структура. Это означает, что  $\mu$ -атом водорода может очень близко подойти к электрически заряженному атомному ядру, и оно не сумеет оттолкнуть его. Расчет показывает, что если этим ядром является дейтрон  $d$ , то  $\mu$ -атом образует с ним  $\mu$ -молекулу ( $\rho \mu^- d$ ), в которой расстояние между протоном и нейтроном будет порядка  $10^{-10}$  см. Но при таком малом расстоянии велика вероятность взаимного туннельного перехода между протоном и дейтроном (ср. с § 18, п. 2), сопровождающегося ядерной реакцией вида



В этой реакции отрицательный мюон освобождается, получив значительную энергию. В принципе он может снова образовать  $\mu$ -атом с другим протоном и т.д. Таким образом, возникла надежда, что отрицательный мюон может сыграть роль катализатора термоядерной реакции ( $\mu$ -катализ).

$\mu$ -Катализ был предсказан в 1954 г. академиком Я.Б. Зельдовичем, а в 1957 г. группой Л. Альвареса реакция типа (188) была действительно зарегистрирована в водородной пузырьковой камере (на естественной примеси дейтерия в водороде). Однако почти всегда наблюдалось только одно звено цепочки, и лишь в одном случае отрицательный мюон успел до своего распада прореагировать по схеме (188) 2 раза. Слишком мала оказалась вероятность этого взаимодействия и слишком коротка жизнь у мюона, чтобы он мог стать катализатором термоядерной реакции.

Эта неудача привела к тому, что интерес к  $\mu$ -катализу надолго и почти повсеместно пропал. Пожалуй, единственным местом, где продолжали заниматься этой проблемой, был Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне. И эта верность была щедро вознаграждена. Благодаря усилиям физиков Дубны выяснилось, что проблема  $\mu$ -катализа не только не безнадежна, а, наоборот, весьма перспективна.

Первый обнадеживающий, но весьма странный результат получили экспериментаторы во главе с чл.-кор. АН СССР В.П. Желеповым, которые показали, что вероятность взаимодействия резко (в 10 раз) возрастает при повышении температуры от 20 до 300 К. Странность этого результата связана с тем, что дополнительный вклад энергии за счет повышения температуры чрезвычайно мал (несколько сотых долей электрон-вольта) по сравнению с энергией взаимодействующих частиц (больше 100 эВ).

Загадка была разгадана дубненскими теоретиками во главе с Л.И. Пономаревым, которые расчетным путем обнаружили существование своеобразного резонансного механизма ускорения образования  $\mu$ -молекул ( $\rho \mu d, d \mu d, d \mu t$ ). Оказывается,  $\mu$ -молекулы имеют очень слабосвязанные состояния с энергией связи несколь-

\* См. примеч. на с. 17.



ко электрон-вольт. Например,  $d\mu d$ -молекула имеет слабосвязанное состояние с энергией связи  $\epsilon_{св} = 2$  эВ, которая почти равна энергии, необходимой для возбуждения одного из колебательных уровней сложной системы типа  $(d\mu d) d 2e$ , состоящей из  $d\mu d$ -молекулы, дейтрона и двух электронов:  $\epsilon_{св} \approx E_{кол}$ .

Разница между  $\epsilon_{св}$  и  $E_{кол}$  столь мала, что ее можно компенсировать очень небольшой добавочной энергией теплового движения, т.е. повышением температуры. При точном совпадении  $\epsilon_{св} + T_{\mu d}$  и  $E_{кол}$  образование  $d\mu d$ -молекулы должно происходить с большой вероятностью, так как в этом случае у нее появляется "адрес", куда она может направить освобождающуюся энергию связи.

В этих же расчетах было показано, что наилучшими параметрами для протекания процесса  $\mu$ -катализа должна обладать система  $d\mu t$ . В этой системе скорости отдельных этапов  $\mu$ -катализа столь велики, что за время жизни мюона он сможет прореагировать до сотни раз. В настоящее время это предсказание подтверждено экспериментально, что и переводит проблему  $\mu$ -катализа из ряда безнадежных в категорию перспективных.

В самом деле, в процессе взаимного туннельного перехода дейтрона и тритона в реакции



освобождается энергия 17,6 МэВ. За время жизни мюона произойдет 100 циклов этой реакции, т.е. освободится энергия  $100 \times 17,6 \text{ МэВ} = 1,76 \text{ ГэВ}$ . Правда, это примерно в 3 раза меньше "энергетической стоимости" производства одного мюона (около 5 ГэВ), но энерговыделение можно увеличить примерно в 10 раз, если использовать нейтроны, освобождающиеся в реакции (189), для деления урана. Таким образом,  $\mu$ -катализ термоядерной реакции представляется, по крайней мере в принципе, осуществимым.

Конечно, до практической реализации этой возможности еще очень и очень далеко\*, тем не менее  $\mu$ -атомы уже и сейчас приносят большую пользу.

Мюонные орбиты в  $\mu$ -атоме имеют малые размеры, т.е. расположены близко к атомному ядру. (В тяжелом атоме орбита мюона может находиться даже внутри ядра!) Поэтому энергия взаимодействия отрицательного мюона с атомным ядром должна быть очень чувствительной к размерам ядра. Но энергию взаимодействия отрицательного мюона с ядром можно, во-первых, вычислить (в определенных предположениях о размерах ядра), а во-вторых, измерить, зарегистрировав рентгеновское излучение  $\mu$ -атома. Со-

\* Скорее всего, термоядерная проблема будет решена другим путем (см. § 7).

поставляя вычисление с результатами измерений, можно найти радиус ядра. Описанный метод определения размеров атомных ядер является одним из самых точных.

## 6. ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ

*Читатель терпит аварию. — Что такое хорошо и что такое плохо? — Можно ли в результате столкновения двух "Волг" получить автобус? — Читателю повезло. — Ускорители со встречными пучками. — Накопительные кольца. — ВЭП-1 и ВЭПП-2. — SPEAR, ВЭПП-4, PETRA. — Встреча протонов. — pp-Коллайдер. — Планы на будущее. — Мамаи всякие нужны, мамы всякие важны.*

Представьте себе, что вы едете на "Волге" (масса  $m_1$ ) со скоростью  $v$  и внезапно обнаруживаете перед собой стоящую поперек шоссе машину (масса  $m_2$ ). Ни объехать ее, ни затормозить вы не успеваете. В результате происходит авария. Спрашивается, на что уходит кинетическая энергия вашей машины  $T = m_1 v^2 / 2$ ?

Ответ очень прост: одна часть энергии пойдет на разрушение обеих машин, а другая — на приведение в движение их обломков. Легко подсчитать (см. § 20, п. 2), что первая часть энергии равна  $T_1 = [m_2 / (m_1 + m_2)] T$ , а вторая  $T_2 = [m_1 / (m_1 + m_2)] T$ . При  $m_1 = m_2$  (одинаковые машины) обе части равны:  $T_1 = T_2 = T/2$ ; при  $m_2 \gg m_1$   $T_1 \approx T$ , а  $T_2 \approx 0$ ; при  $m_2 \ll m_1$  — наоборот.

Если рассмотреть аварию с точки зрения пострадавших, то наиболее вредной частью энергии является часть  $T_1$  — именно она производит основной разрушительный эффект. С точки зрения ядерной физики дело обстоит как раз наоборот. При столкновении движущейся элементарной частицы массой  $m_1$  с неподвижной частицей массой  $m_2$  часть энергии  $T_1$  является не вредной, а полезной. (Конечно, в этом случае для вычисления кинетической энергии  $T$  и ее частей  $T_1$  и  $T_2$  надо пользоваться релятивистскими формулами.) Дело в том, что столкновение элементарных частиц носит не разрушительный, а созидательный характер. В результате столкновения вместо одних элементарных частиц (или наряду с ними) появляются другие. [При столкновении двух элементарных "Волг" они не только остаются целыми и невредимыми, но вдобавок к этому в том же месте возникает еще несколько элементарных "Запорожцев" или даже "Москвичей" (рис. 57) Неплохая авария, не правда ли?] Число и масса вновь рожденных частиц тем больше, чем выше разрушительная (созидающая) доля энергии, т.е. чем выше кинетическая энергия налетающей частицы и чем больше масса покоящейся частицы. При очень высокой кинетической энергии масса вновь образованных частиц может превзойти массу сталкивающихся частиц. (Столкновение двух очень быстро мчащихся "Волг" приводит к образованию огромных автобусов.)

К сожалению, из-за релятивистских эффектов энергия ускоряемых частиц  $T$ , необходимая для рождения новых частиц данной массой  $m$ , растет гораздо быстрее  $m$ . В § 41 мы увидим, что для рождения частиц массой  $5m_p$  ( $5m_p c^2 \approx 5$  ГэВ) нужна энергия около 70 ГэВ, т.е. в 14 раз больше массы (точнее, энергии покоя) рождающихся частиц. А для рождения частиц массой  $20m_p$  (примерно 20 ГэВ) нужна энергия уже порядка 1000 ГэВ, т.е. в 40 раз больше массы! [Строго говоря, приведенные коэффициенты (14 и 40) надо уменьшить вдвое, так как вместе с частицей данной массы ( $5m_p$  или  $20m_p$ ) должна рождаться античастица такой же массы (подробнее см. § 40 и 41, п. 5).] Соответствующие ускорители оказываются очень дорогими и громоздкими (см. § 35, п. 3).

Однако существует еще один, и притом замечательный (более дешевый и менее громоздкий) способ повышения полезной доли энергии. Когда читатель столкнулся в начале этого параграфа с неподвижной машиной, ему в общем-то повезло. Представляете, что бы произошло, если бы вторая машина не стояла, а двигалась навстречу! В этом случае (при  $m_1 = m_2$  и равных скоростях) на разрушение машин пошла бы вся кинетическая энергия обеих машин ( $2T$ ), а это в 4 раза больше, чем в случае столкновения с неподвижной машиной! Страшное дело!

Но, как вы помните, то, что страшно на шоссе, полезно в физической лаборатории. Поэтому физики уже давно реализовали идею создания установки, в которой элементарные частицы мчатся навстречу друг другу (*встречные пучки*). Замечательно, что благодаря релятивизму выигрыш в полезной энергии в этом случае гораздо больше, чем возрастание энергии разрушения при встрече двух мчащихся навстречу друг другу автомашин.

Представление об этом выигрыше можно получить, если "обратить" приведенные выше характеристики возможностей гигантских ускорителей. Ускоритель встречных протонов при энергии 5 ГэВ эквивалентен Серпуховскому ускорителю протонов на энергию 76 ГэВ, а ускоритель встречных протонов на энергию 20 ГэВ — гигантскому ускорителю протонов на 1000 ГэВ. В общем виде связь между энергией частиц  $T$  в обычном ускорителе

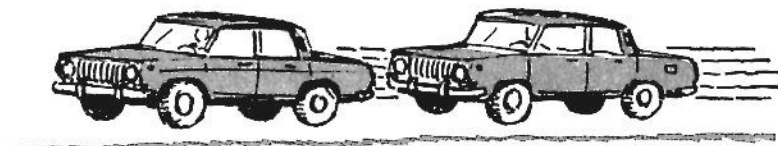
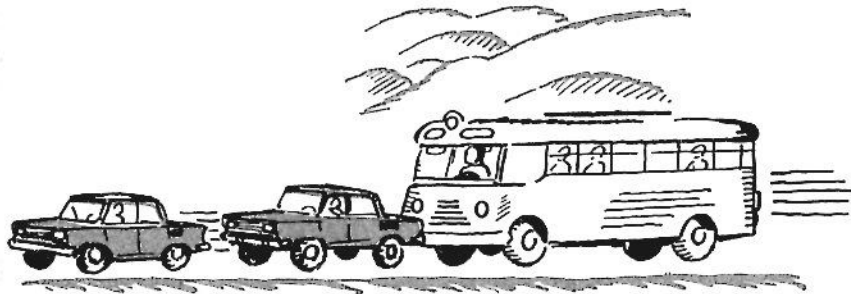
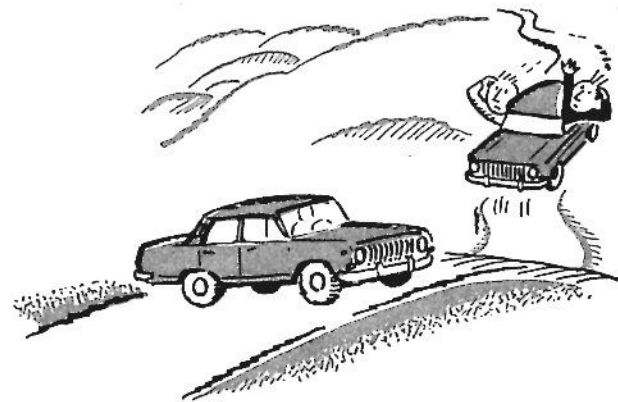


Рис. 57

(с неподвижной мишенью) и эквивалентной энергией  $T'$  в ускорителе со встречными пучками дается формулой

$$T = 2mc^2 [(1 + T'/mc^2)^2 - 1], \quad (190)$$

или при  $T' \gg mc^2$

$$T \approx 2T'^2/mc^2. \quad (191)$$

Из этих формул видно, что выигрыш в полезной энергии особенно велик для электронов, имеющих маленькую массу. Легко убедиться, например, что для новосибирской установки со встречными пучками ВЭП-1, построенной в 1965 г. и ускорившей электроны до энергии 130 МэВ, эквивалентная энергия составляет 70 ГэВ, т.е. выигрыш равен 520! И это при диаметре накопительного кольца установки 86 см! Напомним, что диаметр Серпуховского кольца, ускоряющего протоны до 76 ГэВ, равен почти километру.

Еще больше возможностей имела другая новосибирская установка ВЭПП-2\* [диаметр накопительного кольца (см. § 40) 3 м], на которой встречались электроны и позитроны энергией по 700 МэВ. Общая схема этой установки дана на рис. 58. Здесь 1 — инжектор; 2 — синхротрон Б-3М; 3 — квадрупольные линзы; 4 — поворотные магниты; 5 — параболические линзы; 6 — конвертор, преобразующий электроны в позитроны; 7 — накопительное кольцо. В соответствии с формулой (190) энергия электронов (и позитронов) установки ВЭПП-2 эквивалентна энергии 2000 ГэВ для обычного ускорителя с неподвижной мишенью. А ведь кроме энергии и принципа встречи эта установка уникальна еще и тем, что в ней осуществляется встреча частицы ( $e^-$ ) с античастицей ( $e^+$ ). Для того чтобы такая встреча стала возможной, физикам пришлось решить безумно трудные задачи получения, накопления и хранения античастиц в условиях, совершенно противопоказанных для этих представителей антимира (см. § 40).

Описанные выше установки и некоторые другие, близкие к ним по энергии ускоряемых частиц, в настоящее время не действуют. На смену им в 70-е годы в разных странах было построено несколько более крупных ускорителей со встречными электрон-позитронными пучками на большие энергии: SPEAR (Станфорд, США, 1972 г.) — 2x4,1 ГэВ, ВЭПП-4 (Новосибирск, СССР, 1979 г.) — 2x5,5 ГэВ, PETRA (Гамбург, ФРГ, 1978 г.) — 2x19 ГэВ

\* Свои названия установки получили от начальных букв слов "встречные электронные пучки" (ВЭП) и "встречные электрон-позитронные пучки" (ВЭПП). Некоторые подробности устройства этих установок можно узнать в § 40.

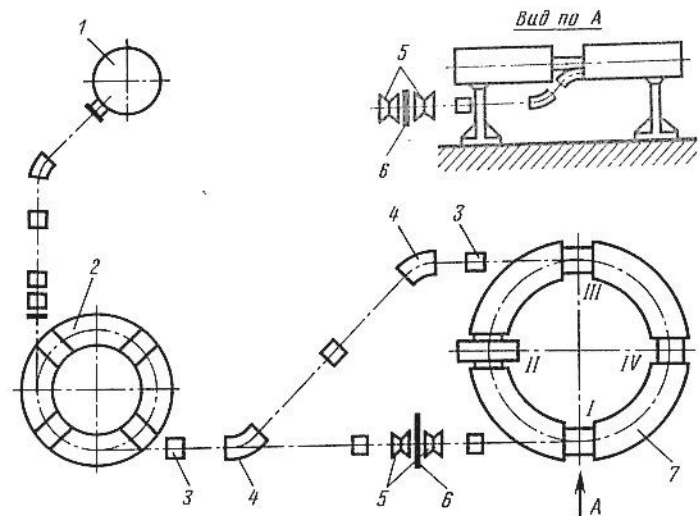


Рис. 58

и др. Отметим, что эквивалентная энергия этой последней установки составляет около  $1,5 \cdot 10^6$  ГэВ!

Огромные эквивалентные энергии, которые могут быть достигнуты на ускорителях со встречными пучками, и другие уникальные возможности этих установок позволяют решать на них задачи, зачастую недоступные для обычных ускорителей. В частности, на них были сделаны опыты по проверке квантовой электродинамики при высоких энергиях, по изучению аннигиляции электронов и позитронов с образованием  $\pi$ - и  $K$ -мезонов и резонансов, была открыта новая  $J/\psi$ -частица и изучены ее свойства, обнаружены и исследованы другие  $\psi$ -частицы и построена спектроскопия (схема уровней) чармония, открыты и исследованы очарованные частицы, измерены массы нескольких  $T$ -мезонов, изучены свойства тяжелых кварков и глюонов.

В 1971 г. в ЦЕРНе (Швейцария) были впервые получены встречные пучки протонов на энергию 2x31 ГэВ, а в 1981 г. там же — встречные протон-антипротонные пучки на энергию 2x270 ГэВ (так называемый  $p\bar{p}$ -коллайдер\*). На этих установках также были получены очень важные результаты. В частности, на первой установке были исследованы свойства  $pp$ -рассеяния до энергий 2100 ГэВ (эквивалентная энергия встречных протонных пучков энергией 2x31 ГэВ), а на второй открыты кванты слабого взаимо-

\* От английского слова collide — сталкиваться.



действия  $W^+$ -,  $W^-$ - и  $Z^0$ -бозоны (массой 80 и 90 ГэВ соответственно).

Уникальные возможности ускорителей со встречными пучками заставляют физиков строить их на все более высокие энергии. В ЦЕРНе начаты работы по строительству электрон-позитронного накопительного кольца LEP на энергию  $2 \times 60$  ГэВ (с последующим увеличением ее до  $2 \times 100$  ГэВ). В США предполагается приспособить существующий Станфордский линейный ускоритель для получения встречных электрон-позитронных пучков примерно такой же энергии. В США (Брукхейвен) строится ускоритель со встречными протон-протонными и протон-антипротонными пучками на энергию  $2 \times 400$  ГэВ. В СССР (Серпухов) предполагается построить установку со встречными протон-протонными и протон-антипротонными пучками на энергию  $2 \times 3 \cdot 10^3$  ГэВ.

Из сказанного выше может сложиться впечатление, что установки со встречными пучками всегда лучше ускорителей с неподвижной мишенью. Однако это неверно. Во-первых, число частиц в движущейся мишени (встречном пучке) гораздо меньше, чем в неподвижной мишени, что снижает эффективность исследований. Во-вторых, существуют задачи, которые можно решить только на ускорителях с неподвижной мишенью. Дело в том, что энергия вторичных частиц, рождающихся на ускорителях обоих типов, близка к истинной (а не к эквивалентной) энергии ускоренных протонов. Поэтому, например, на Серпуховском ускорителе можно получить  $\pi$ -мезоны более высокой энергии, чем на ускорителе с протон-протонными пучками на энергию  $2 \times 31$  ГэВ, хотя эквивалентная энергия протонов в этой установке в 27 раз больше, чем на Серпуховском ускорителе. Таким образом, для развития физической науки нужны всякие ускорители.

Границ научному познанию и предсказанию предвидеть невозможно.

Д.И. Менделеев

### § 38. ЗАДАЧИ БУДУЩЕГО

*Два типа задач. — Притча о закваске и море.*

Как и всякая развивающаяся наука, ядерная физика имеет свои нерешенные задачи. Их много, даже если учитывать только те, которые сегодня уже можно достаточно четко сформулировать. А сколько еще проблем, о которых пока можно говорить лишь в сугобо предположительной форме!

К числу задач первого типа относятся, например, изучение взаимодействий элементарных частиц при более высоких, чем достигнутые на современных ускорителях, энергиях, поиски новых частиц и резонансов, получение далеких трансурановых элементов, осуществление управляемой реакции синтеза, изучение нарушений законов сохранения в элементарных актах, изучение свойств ядер с избыточным числом нейтронов или протонов, создание более адекватных моделей атомного ядра, изучение структуры нуклонов и ядер, проверка квантовой электродинамики в более тонких эффектах и др.

К числу задач и проблем второго типа можно отнести, например, проблему существования кварков, вопрос о существовании монополя Дирака, создание новой теории элементарных частиц и их взаимодействий, проблему существования чисто нейтронных ядер, проблему получения антивещества и др.

Поскольку о задачах первой группы мы в большей или меньшей степени уже вели разговор в предыдущих главах, в этой главе рассмотрим наиболее проблематичные и поэтому, пожалуй, особенно интересные вопросы.

Возможно, что при рассмотрении многих из этих проблем читателю покажется уместным вспомнить известную притчу о человеке, который бросает в море закваску в надежде, что море подойдет и из него получится много теста (рис. 59). Вы помните, что ответил этот человек на вопрос, верит ли он в свою затею?

— Конечно, нет, но представляете, как было бы здорово, если бы получилось!

Так вот, в физике часто бывает так, что в конце концов что-нибудь да получается! Иногда то, что было задумано, а иногда что-то совершенно неожиданное и, казалось бы, даже ненужное. Но именно *казалось бы!* Опыт развития науки показывает, что любое но-

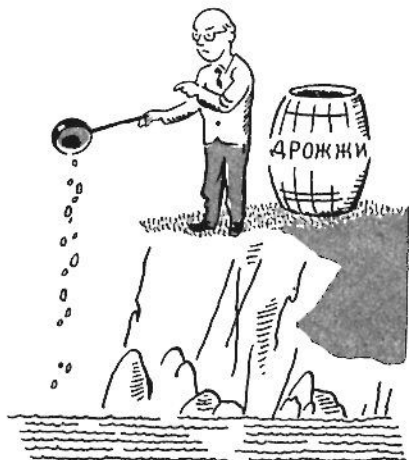


Рис. 59

вое настоящее открытие обязательно находит применение и приносит пользу человеку. Типичным примером, подтверждающим эту мысль, является история развития ядерной физики. Сейчас трудно найти человека, ничего не слышавшего об атомной энергии. А ведь было время, когда возможность ее использования казалась смешной и бессмысленной химерой, на которую не стоит тратить народные деньги. Поэтому не спешите смеяться над странностями ученых, занимающихся, на ваш (или еще чей-либо) взгляд, бессмыслицей. Смеяться над ученым имеет право только человек, знающий в этой области науки столько же или больше!

### § 39. НОВАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

*Белое пятно на карте теории. — Квантовая теория поля и ее трудности. — "Сумасшедшие" теории. — Футболист в микромире.*

Из предыдущего рассмотрения вы видели, что теоретическая физика XX столетия совершила два гигантских скачка в новые, ранее не исследованные области. Это создание специальной теории относительности, которая дала возможность продвинуться в область субрелятивистских скоростей, и создание квантовой механики, позволившей исследовать атомный и молекулярный мир.

Если охарактеризовать любой объект окружающего нас мира заданием его размеров  $R$  и скорости  $v$ , то можно следующим образом поделить сферы влияния классической, релятивистской и квантовой механики (рис. 60). В этой (конечно, чисто условной)

схеме имеется одно белое пятно: правая нижняя клетка остается незаполненной. По смыслу схемы это место должна занять теория, описывающая поведение микрочастиц при релятивистских энергиях, т.е. теория, которую условно можно назвать релятивистской квантовой теорией. Однако сейчас пока еще нет по-настоящему последовательного и универсального варианта такой теории. Ни один из существующих вариантов не может объяснить, например, спектр возможных значений масс элементарных частиц. Конечно, нельзя утверждать, что белый квадрат на нашей схеме абсолютно пуст (вспомните, например, теорию Дирака, в которой получено релятивистское квантовомеханическое уравнение для электрона, или посмотрите § 41 о кварках, в котором рассказывается о квантовой хромодинамике).

Совсем напротив! В настоящее время предложено уже так много разных подходов к решению этой задачи, что даже один только перечень их названий (и притом напечатанный самым мелким шрифтом) не поместится в наш квадрат. Но сейчас пока нельзя отдать предпочтение ни одному из этих подходов. Возможно даже, что к цели приведет не один из них, а какой-то совсем новый, пока еще никому не известный путь, который появится после обнаружения у материи новых свойств. Ответить на вопрос, когда это будет, пока тоже нельзя. Поэтому мы предпочли оставить белый квадрат незаполненным. И все-таки несколько слов о состоянии исследований можно сказать и сейчас.

Все современные варианты теорий элементарных частиц и их взаимодействий опираются на теорию относительности, кванто-

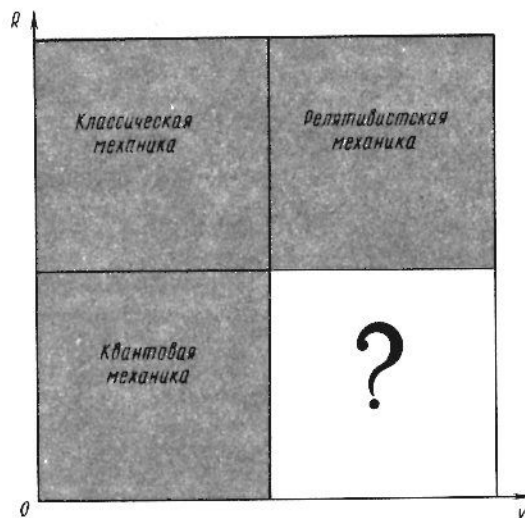


Рис. 60

вую механику и точечность, так называемую локальность, взаимодействия. Однако их нельзя считать просто дальнейшим обобщением квантовой механики на область релятивистских скоростей, так как в этой области становятся возможными новые эффекты — рождение и уничтожение элементарных частиц как с нулевой массой, например фотонов, так и с массой, отличной от нуля, например пионов. Эти частицы являются квантами соответствующих взаимодействий (электромагнитного и сильного). Из § 16 вы узнали, что частицы с  $m \neq 0$ , так же как и фотоны, обладают волновыми свойствами, для описания которых необходимо бесконечно большое число степеней свободы (у классической частицы, как известно, три степени свободы). Таким образом, теория, описывающая микромир, должна быть квантовой теорией поля.

В этой теории для каждого вида частиц вводится свое поле: электромагнитное поле фотонов, электрон-позитронное поле, пионное поле и др. Каждое из этих полей может находиться в различных энергетических состояниях, низшее из которых называется вакуумом. При повышении энергии поля происходит рождение квантов этого поля (фотонов, электронов и позитронов, пионов и др.), при понижении — исчезновение.

Развитие квантовой теории поля идет по пути постепенного объединения различных полей и создания единой картины взаимодействия. Первым, весьма успешным шагом на этом пути было создание квантовой электродинамики, в которой рассматривается взаимодействие электромагнитного и электрон-позитронного полей. Следующий шаг (сделанный сравнительно недавно) заключался в создании единой теории электрослабых взаимодействий, в которой совместно рассматриваются слабое поле с его квантами ( $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ -бозоны) и электромагнитное поле с фотонами. В настоящее время предпринимается попытка создания так называемого *великого объединения*, т.е. теории, объединяющей слабое, электромагнитное и сильное взаимодействия. Следующим шагом может быть включение в общее рассмотрение четвертого, гравитационного взаимодействия (так называемая *суперсимметрия*).

Возможно, что именно на этом пути в конце концов будет построена всеобъемлющая теория, которая позволит получить единую картину всех четырех видов взаимодействия и объяснить массовый спектр и другие свойства элементарных частиц. Однако в настоящее время такой теории нет. Более того, при развитии отдельных областей квантовой теории поля, в том числе квантовой электродинамики, которая достигла больших успехов, возникают серьезные трудности принципиального характера, связанные с появлением бесконечно больших значений при вычислении некоторых физических величин.

Одним из предполагаемых способов преодоления этих трудностей является развитие так называемых нелокальных теорий, в ко-

торых допускается нарушение принципа причинности. В этих теориях предполагается, что взаимодействие происходит не в одной точке, а в некоторой протяженной области пространства, т.е. одновременно в разных точках этой области. Но это свидетельствует о бесконечно большой скорости распространения сигнала, т.е. о невозможности выделения причины и следствия [разумеется, нелокальные теории строятся так, чтобы при больших расстояниях (в макрофизике) принцип причинности выполнялся].

Такая теория поистине представляется еще более "сумасшедшей", чем в свое время казалась квантовая механика. В самом деле, разве можно представить себе событие, в котором следствие опережало бы причину? Всякий из вас скажет, что это невозможно, что это безумие, потому что весь опыт общения людей друг с другом и природой всегда подтверждал принцип причинности.

Например, ваш опыт общения со школой показывает, что сначала бывает игра в футбол, потом разбитое стекло и только после этого — вызов к директору. Эта последовательность причин и следствий установлена с незапамятных времен, и никто из разумных школьников в ней не сомневается, потому что она основана на многочисленных экспериментах. А если и найдется какой-нибудь Фома неверующий, то он в любой момент может поставить соответствующий эксперимент лично и лишней раз убедиться в справедливости принципа причинности.

В микромире такой опыт поставить нельзя. Мы не можем посмотреть, как протекает "игра в футбол" в "школьном дворе" размерами  $10^{-17}$  см. Может быть, там сначала разбивается стекло, а уже потом в него попадает мяч! Поэтому предположение о нарушении принципа причинности на очень малых расстояниях вполне допустимо. В связи с этим имеют право на существование и нелокальные теории. Важно только, чтобы эти "безумные теории" давали нормальные результаты при переходе к описанию макроскопических явлений, подобно тому как "безумная" квантовая механика дает нормальные классические результаты, если с ее помощью решать макроскопические задачи.

В заключение можно выразить уверенность в том, что, несмотря на трудности, в конце концов теория элементарных частиц и их взаимодействий будет создана (так как мир познаваем!) и что это произойдет тем скорее, чем раньше будут поставлены опыты при сверхвысоких энергиях. Практические возможности для постановки таких опытов появляются уже сейчас. Энергия упомянутого в конце гл. 8 протон-антипротонного коллайдера в настоящее время повышена до  $2 \times 450$  ГэВ. В связи с этим можно надеяться, что в ближайшее время на нем будут получены новые данные о свойствах частиц и их взаимодействиях. В частности, физики ждут подтверждения открытия шестого кварка (так называемого  $t$ -кварка). Но, конечно, для радикального продвижения вперед нужно строить ускорители на еще более высокие энергии. О проектах некоторых из них см. § 35, п. 3 и § 37, п. 6.



## § 40. ПРОБЛЕМА АНТИВЕЩЕСТВА

*Вторая половина мира. — Идеальное топливо. — Антимир на кончике пера. — Свойства позитрона. — Космические и "домашние" позитроны. — Как открыли антипротон. — Антинейтрон и антигипероны. — Первое антиядро. — Пять ядер антигелия и четыре ядра антитрития. — Где хранят античастицы. — Нейтронное кольцо. — Антивещество во Вселенной.*

Более определенной по постановке вопроса, но не менее сложной по решению является проблема антивещества. Эта проблема может быть расчленена на ряд составных частей: выяснение принципиальной возможности существования антивещества, вопрос о нахождении антивещества в природе, способы искусственного получения антивещества, методы его накопления и хранения и перспективы использования.

Изучение проблемы антивещества исключительно важно по разным причинам. Во-первых, оно имеет громадное познавательное значение. Ведь в сущности обнаружение антивещества — это открытие второй половины мира, т.е. удвоение наших знаний о свойствах материи. Во-вторых, процесс аннигиляции антивещества и вещества — идеальный по эффективности источник энергии. Как мы уже отмечали в § 8 и 21, "калорийность" аннигиляционного топлива примерно в 1000 раз выше, чем у ядерного топлива (которое, в свою очередь, в миллионы раз "калорийнее" химического топлива). В связи с этим антивещество является наиболее перспективным топливом для будущих космических кораблей. Во всяком случае, без аннигиляционного источника энергии вряд ли можно всерьез говорить о возможности движения космических кораблей с субсветовыми скоростями\*. Наконец, в-третьих, не исключено, что антивещество и его взаимоотношения с веществом играют решающую роль в процессах, происходящих во Вселенной.

Итак, посмотрим, что известно об антивеществе? Что уже сделано для его получения и использования и что еще осталось сделать? Начнем по порядку.

Проблема существования антивещества в принципе решена почти 60 лет назад. Как мы уже говорили (см. § 18, п. 3), первый представитель антимира был открыт в 1928 г. "на кончике пера" Дираком. В результате анализа своего релятивистского квантовомеханического уравнения для электрона Дирак предсказал существование позитрона, т.е. античастицы по отношению к электрону. Позитрон имеет в точности такие же, как электрон, значения массы ( $9,1 \cdot 10^{-28}$  г, или 0,511 МэВ), времени жизни (бес-

\* С помощью атомной энергии, по-видимому, удастся достигнуть скорости движения порядка 1000 км/с.

конечно большое)\* и спина (1/2) и противоположные значения электрического и лептонного зарядов, а также магнитного момента. Наиболее характерными процессами для электрона и позитрона как для частицы и античастицы являются их совместное (парное) рождение под действием  $\gamma$ -кванта энергией  $E_\gamma > 2m_e c^2$  (в поле атомного ядра) или  $E_\gamma \geq 4m_e c^2$  (в поле электрона) и

аннигиляция с выделением энергии покоя  $2m_e c^2$  и кинетической энергии  $T_e^- + T_e^+$  в форме  $\gamma$ -излучения.

Экспериментально позитрон был обнаружен в 1932 г. в составе космического излучения при помощи камеры Вильсона с магнитным полем. На снимках, полученных с камеры, были замечены своеобразные вилки из двух следов, симметрично изогнутых в разные стороны. Из сравнения характеристик этих следов можно было сделать вывод, что один из них принадлежит электрону, а другой — частице с такой же массой и противоположным зарядом, т.е. позитрону.

В 1934 г. позитроны были получены в лаборатории. Супруги Жолио-Кюри изучали ( $\alpha, n$ )-реакцию на легких ядрах. Такая реакция сводится к захвату первоначальным ядром  $\alpha$ -частицы, т.е. ядра, состоящего из двух протонов и двух нейтронов, и последующему вылету одного нейтрона. В результате образуется новое ядро, отличающееся от первоначального двумя добавочными протонами и только одним добавочным нейтроном. Это ядро с избытком протонов неустойчиво по отношению к превращению одного своего протона в нейтрон, сопровождающемуся испусканием из ядра позитрона и нейтрино. Так были открыты *искусственная  $\beta$ -радиоактивность* и одновременно простой способ получения позитронов.

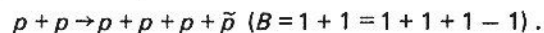
Описанным способом удается получать позитроны сравнительно небольшой (до нескольких мегаэлектрон-вольт) энергии. Для получения позитронов более высокой энергии используют упомянутое выше свойство высокоэнергетических  $\gamma$ -квантов порождать *электрон-позитронные пары*. В свою очередь,  $\gamma$ -кванты получают как продукты тормозного излучения электронов (см. § 37, п. 4), предварительно ускоренных до очень высокой энергии.

После экспериментального обнаружения позитрона, которое подтвердило теоретическое представление о существовании античастиц, физикам стало ясно, что античастицы должны быть у всех элементарных частиц, в том числе и у тех, из которых состоят атомные ядра, т.е. у протонов и нейтронов. Однако обнаружить антипротоны удалось только через 23 года после обнару-

\* Имеется в виду время жизни позитрона в вакууме. В веществе позитрон быстро аннигилирует.

жения позитрона. Столь большой временной разрыв между этими событиями объясняется огромными трудностями, которые пришлось преодолеть при регистрации антипротона.

Первая трудность была связана с отсутствием необходимой ускорительной техники. Дело в том, что в соответствии с законом сохранения барионного заряда  $B$  антипротон может быть образован только в паре с нуклоном. Так, при столкновении двух протонов возможна следующая реакция образования протон-антипротонной пары:



В процессе такой реакции протон-антипротонная пара рождается за счет кинетической энергии бомбардирующего протона. При этом с помощью формулы (106) можно показать, что минимальная кинетическая энергия, необходимая для ее рождения, составляет  $6m_p c^2$ , т.е. 5,6 ГэВ. Таким образом, до запуска ускорителей на столь большие энергии получить антипротоны было просто невозможно.\* И только после запуска в США бэватрона на энергию 6,2 ГэВ эта задача была решена.

Вторая трудность была связана с необходимостью выделять очень редкие случаи рождения антипротонов на фоне огромного количества других частиц (главным образом  $\pi$ -мезонов), образующихся одновременно с антипротонами при столкновении ускоренных протонов с протонами мишени. В первом опыте, например, на каждый антипротон приходилось около 60 000  $\pi$ -мезонов. Идея отделения антипротонов от  $\pi$ -мезонов заключается в использовании большого различия их масс ( $m_{\bar{p}} = m_p \approx 6,7m_{\pi}$ ).

Представьте себе, что из мишени ускорителя в некотором направлении вылетают антипротон  $\bar{p}$  и  $\pi^-$ -мезон с одинаковыми импульсами  $p$ . Тогда из-за различия в массах они будут лететь с разными скоростями  $v_{\bar{p}}$  и  $v_{\pi}$ , значения которых удовлетворяют уравнению

$$p = m_{\bar{p}} v_{\bar{p}} \gamma_{\bar{p}} = m_{\pi} v_{\pi} \gamma_{\pi}. \quad (192)$$

где

$$\gamma_{\bar{p}} = \frac{1}{\sqrt{1 - v_{\bar{p}}^2/c^2}}; \quad \gamma_{\pi} = \frac{1}{\sqrt{1 - v_{\pi}^2/c^2}}.$$

Из-за различия скоростей антипротон и  $\pi$ -мезон будут проходить одно и то же расстояние  $l$  за разное пролетное время  $t_{\bar{p}}$  и  $t_{\pi}$ . Из-

меряя скорости  $v_{\bar{p}}$  и  $v_{\pi}$  и пролетные времена  $t_{\bar{p}}$  и  $t_{\pi}$ , можно надежно выделить антипротоны.

Практически это было сделано так. От мишени ускорителя была выложена трасса из фокусирующих и отклоняющих магнитов и коллиматоров, по которой при определенных токах в электромагнитах могли проходить отрицательные однозарядные частицы со строго определенным импульсом  $p = 1,19$  ГэВ/с. Основную массу этих частиц составляли  $\pi^-$ -мезоны, среди которых изредка попадались антипротоны. Скорость  $\pi^-$ -мезонов при импульсе  $p = 1,19$  ГэВ/с равна 0,99 с, скорость антипротонов с таким же импульсом составляет 0,78 с. При пролетном расстоянии 12 м их пролетные времена равны  $4 \cdot 10^{-8}$  и  $5,1 \cdot 10^{-8}$  с соответственно.

Сортировка частиц по скорости и пролетному времени проводилась при помощи расположенных на трассе черенковских и сцинтилляционных счетчиков. Первые сортировали частицы по скорости, вторые были включены в специальную радиосхему (схема сдвинутых совпадений), которая позволяет измерять время между моментами появления импульсов в счетчиках, расположенных в разных местах трассы, т.е. между моментами прохождения через них частицы. Согласно предыдущему подсчету, два счетчика, находящиеся на расстоянии 12 м друг от друга, при прохождении через них  $\pi$ -мезона сработают с интервалом времени  $4 \cdot 10^{-8}$  с, а при прохождении антипротона — с интервалом  $5,1 \cdot 10^{-8}$  с.

Благодаря такому двойному отбору уже в первом опыте удалось зарегистрировать 60 антипротонов и показать, что их масса с 5%-ной погрешностью тождественна массе протонов. В дальнейших опытах свойства антипротонов были тщательно изучены. При этом оказалось, как и ожидалось для античастицы протона, что антипротон имеет следующие свойства:

$$m_{\bar{p}} \equiv m_p; \quad \tau_{\bar{p}} = \tau_p^*; \quad s_{\bar{p}} = s_p; \quad z_{\bar{p}} = -z_p; \quad \mu_{\bar{p}} = -\mu_p. \quad (193)$$

При встрече с протоном (или нейтроном) антипротон аннигилирует с образованием нескольких  $\pi$ -мезонов и (реже)  $K$ -мезонов. С течением времени на всех больших ускорителях были созданы так называемые *чистые*, т.е. не содержащие  $\pi$ -мезонов, антипротонные пучки, дающие несколько десятков антипротонов на каждый импульс. Это в миллионы раз больше, чем в первом опыте. Антипротонные пучки используются для изучения свойств антипротонов (в частности, аннигиляции) и для получения новых тяжелых античастиц (антибарионов). В частности, уже через год после открытия антипротона (в 1956 г.) был открыт антинейтрон, а затем целый ряд антигиперонов. В настоящее время античастицы обнаружены практически для всех частиц.

\* До запуска ускорителя на высокие энергии были предприняты попытки зарегистрировать рождение антипротонов быстрыми космическими частицами; однако они не дали убедительных результатов.

\* Имеется в виду время жизни в вакууме (см. примеч. на с. 259).

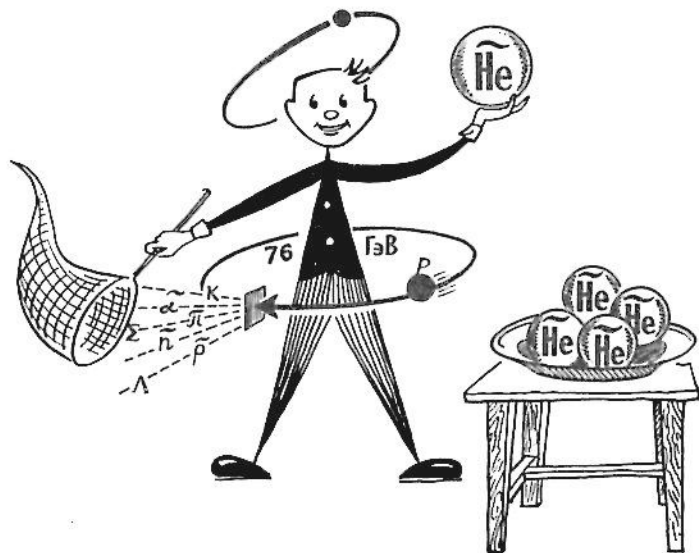


Рис. 61

Новый успех в проблеме изучения антивещества был достигнут через 10 лет после обнаружения антипротона. В 1965 г. было открыто первое простейшее антиядро — антидейтрон, т.е. связанное состояние из антипротона и антинейтрона. Этим открытием была лишней раз подтверждена симметрия в свойствах частиц и античастиц. Оказалось, как и следовало ожидать, что антинуклоны (антипротоны и антинейтроны) могут сгруппироваться в устойчивые системы — антиядра подобно тому, как нуклоны (протоны и нейтроны) группируются в устойчивые системы — ядра.

Нет сомнения, что кроме простейших антиядер антиводорода существуют и другие, более сложные антиядра. Блестящее доказательство этому было получено на Серпуховском ускорителе (см. § 35, п. 3). Здесь в 1970 г. было открыто ядро антигелия, а в 1973 г. — ядро антитрития. Остановимся сначала на открытии антигелия (рис. 61), которое было сделано группой серпуховских физиков под руководством чл.-кор. АН СССР Ю.Д. Прокошкина.

Ядро открытого изотопа антигелия-три  ${}^3_2\text{He}$  содержит два антипротона и один антинейтрон. Оно имеет массу, в точности равную массе  ${}^3_2\text{He}$ , но противоположный ему, т.е. двойной отрицательный, электрический заряд. По заряду и массе (точнее, по скорости, соответствующей этой массе) и удалось выделить пять ядер  ${}^3_2\text{He}$  среди 200 млрд. других фоновых частиц, прошедших через аппаратуру за время опыта. Одно ядро антигелия на

40 млрд. фоновых частиц! Если вспомнить, что в описанном выше не очень простом опыте по обнаружению антипротона на один антипротон приходилось "всего лишь" 60 000 других частиц, то можно себе представить, насколько сложнее установка для обнаружения антигелия!

Эта установка состояла из 50 быстродействующих детекторов — черенковских и сцинтилляционных счетчиков (в опыте по обнаружению антипротона их было пять) и наносекундной (время срабатывания порядка  $1 \text{ нс} = 10^{-9} \text{ с}$ ) электроники. Заряд частицы распознается по интенсивности излучения Вавилова—Черенкова и по ионизации (оба эффекта пропорциональны квадрату заряда), скорость — при помощи пороговых и дифференциальных черенковских счетчиков (см. § 13) и по пролетному времени (ср. с опытом по обнаружению антипротона). Погрешность измерения пролетного времени составляла несколько десятимиллиардных долей секунды! Исключительно высокая точность и надежность работы установки и обеспечили возможность получения столь уникальных результатов.

Еще более трудная задача была решена на том же ускорителе в 1973 г. Группа физиков из Дубны под руководством В.И. Петрухина совместно с группой серпуховчан под руководством В.И. Рыкалина открыли еще одно антиядро — антитритий  ${}^3_1\text{H}$ . Ядро антитрития содержит один антипротон и два антинейтрона. Оно имеет массу, равную массе ядра трития, и противоположный, т.е. единственный отрицательный, заряд. Мы специально подчеркнули значение заряда ядра антитрития, так как именно с этим связана особая сложность данной работы. Дело в том, что такой же заряд ( $z = -1$ ) имеет огромное число фоновых частиц, рождающихся вместе с ядрами антитрития и летящих в том же направлении через экспериментальную установку. Это  $\pi^-$  и  $K^-$ -мезоны, антипротоны и антидейтроны (около  $10^{11}$  частиц на одно антиядро трития). В связи с этим отбор ядер антитрития по значению электрического заряда оказывается невозможным, и единственным критерием отбора является ничтожно малое отличие скорости  ${}^3_1\text{H}$  от скорости других частиц с тем же импульсом (при импульсе 25 ГэВ/с скорость  ${}^3_1\text{H}$  равна 0,99382 с,  ${}^3_1\text{H}^-$  — 0,99724 с,  $\rho^-$  — 0,99930 с, а  $\pi^-$  — 0,99998 с). Очевидно, что даже одно только различие этих скоростей было очень трудной задачей. Она решалась при помощи системы черенковских счетчиков и методики времени пролета на нескольких пролетных базах. Но дополнительная трудность заключалась еще и в том, что наряду с частицами, возникающими в мишени ускорителя и летящими с импульсом 25 ГэВ/с через экспериментальную установку, в ней самой могут рождаться легкие частицы с меньшим импульсом, которые могут имитировать прохождение ядер  ${}^3_1\text{H}$ . Если, например, в веществе детектора родится  $\pi^-$ -мезон с импульсом  $p_\pi = 1,24 \text{ ГэВ/с}$ , то его скорость будет в точности равна скорости ядра антитрития



${}^3_1\tilde{H}$  с импульсом 25 ГэВ/с, т.е. установка регистрирует этот  $\pi^-$ -мезон как ядро  ${}^3_1H$ . Аналогичный эффект может возникать также в результате наложения сигналов от быстрых  $\pi^-$ -мезонов.

Для преодоления этих трудностей был использован специальный магнитооптический канал, обеспечивающий двукратный анализ частиц по импульсу и многократную очистку пучка от медленных частиц. Работа проводилась на линии с ЭВМ при использовании наносекундной электроники. Все это вместе взятое позволило экспериментаторам выделить из  $3,7 \cdot 10^{11}$  пропущенных через установку частиц четыре случая прохождения ядер антитрития, т.е. одно ядро антитрития на 100 млрд. фоновых частиц.

Значение двух описанных выше работ трудно переоценить. В результате этих крупнейших достижений впервые было доказано, что антиматерия может существовать не только в форме свободных античастиц и простейшего антиядра — антинейтрона, но и в более сложной форме — в виде ядер антитрития и антигелия. Началось заполнение периодической системы *антиэлементов*! Вслед за первой клеткой таблицы, которую заняли разные изотопы антиводорода (антипротон, антинейтрон и антитритий), положено начало заполнению второй клетки, соответствующей антигелию. Теперь очередь за  ${}^4_2\tilde{He}$ , антититием  $\tilde{Li}$  и другими более тяжелыми антиядрами. Однако получить их будет чрезвычайно трудно. Судите сами. Антигелий-3 рождается в 10 000 раз реже, чем антинейтрон. Примерно во столько же раз реже должен рождаться  ${}^4_2\tilde{He}$  по сравнению с  ${}^3_2He$ . Это означает, что для регистрации одного лишь ядра  ${}^4_2\tilde{He}$  Серпуховский ускоритель должен проработать

в 2000 раз дольше, чем он работал во время поисков  ${}^3_2\tilde{He}$ . А это составит несколько десятилетий! Чтобы превратить этот фантастический срок в реальный, нужна более высокая энергия первичных протонов [сечение (вероятность) образования пары частица — античастица растет с ростом энергии протонов, бомбардирующих мишень].

Еще хуже обстоит дело с  ${}^5_3\tilde{Li}$  и  ${}^5_4\tilde{He}$ . Дело в том, что эти антиядра по аналогии с  ${}^5_3Li$  и  ${}^5_4He$ , по-видимому, нестабильны, а для рождения антиядра, содержащего шесть антинуклонов (например,  ${}^5_3\tilde{Li}$ ), необходима еще более высокая энергия [см. формулу (106)].

Тем не менее никаких принципиальных возражений против существования достаточно тяжелых антиядер нет. В принципе группировки антинуклонов могут быть столь же разнообразны, как и группировки нуклонов. Можно не сомневаться также и в том, что антиядра, окруженные позитронами, должны образовывать разнообразные антиатомы, свойства которых будут аналогичны свойствам атомов. Но пока еще на Земле не получено ни одного антиатома, хотя все его составные части (антипротоны, антинейтроны и позитроны) имеются.

В таком состоянии находятся наши знания о существовании антивещества и получении его на Земле. Теперь о проблеме его накопления и хранения.

Успехи в получении позитронных и антипротонных пучков открыли возможность накопления и хранения их в специальных очень сложных устройствах, называемых *накопительными кольцами* (или *накопительными дорожками*). Уже работают накопительные кольца для позитронов (см § 37, п. 6). В этих установках позитроны “хранятся” в состоянии движения со скоростью, близкой к скорости света, внутри больших кольцевых вакуумированных камер, помещенных в сильное магнитное поле. Радиус этих сугубо стационарных установок достигает нескольких метров при импульсе частиц порядка 1 ГэВ/с и быстро увеличивается с ростом импульса. Для установки PETRA (2x19 ГэВ) он равен 192 м. А общее число античастиц, циркулирующих в этих гигантских установках, ничтожно мало. Для хранения такого же количества вещества при скорости  $v = 0$  достаточно объема на много порядков меньше  $1 \text{ см}^3$ .

Существует накопительное кольцо и для антипротонов (см. § 37, п. 6), в котором можно хранить антипротоны энергией 270 ГэВ. Радиус этого кольца еще больше — 1100 м. Для третьего представителя антимира — антинейтронов — накопительных колец пока нет, и в связи с отсутствием у нейтрона электрического заряда построить его очень трудно, хотя в принципе можно. Дело в том, что антинейтрон обладает собственным магнитным моментом, взаимодействие которого с неоднородным магнитным полем можно использовать для удержания очень медленно движущегося антинейтрона на круговой орбите. Во всяком случае, для нейтронов такая задача уже решена.

В 1977 г. в Боннском университете (ФРГ) построено магнитное накопительное кольцо диаметром 1,2 м и максимальной индукцией поля 0,35 Тл. С помощью такого поля (оно создается сверхпроводящими магнитами) удается удерживать на круговой орбите в течение десятков минут ультрахолодные нейтроны (см. § 3). Это очень большое время, так как оно превосходит среднее время жизни нейтрона относительно  $\beta$ -распада по схеме  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ , которое равно примерно 15 мин. Таким образом, фактически время удержания нейтронов в накопительном кольце определяется не техническими возможностями установки, а малым временем жизни нейтрона. А это означает, что существует очень естественный способ измерения времени жизни нейтронов — по убыванию их числа в накопительном кольце.

Итак, в принципе проблема накопления и хранения основных составных частей антиатома — позитронов, антипротонов и антинейтронов — решена (или может быть решена). Но использовать эти успехи для решения практической задачи освобождения энергии аннигиляции пока невозможно. И пока нельзя назвать даже

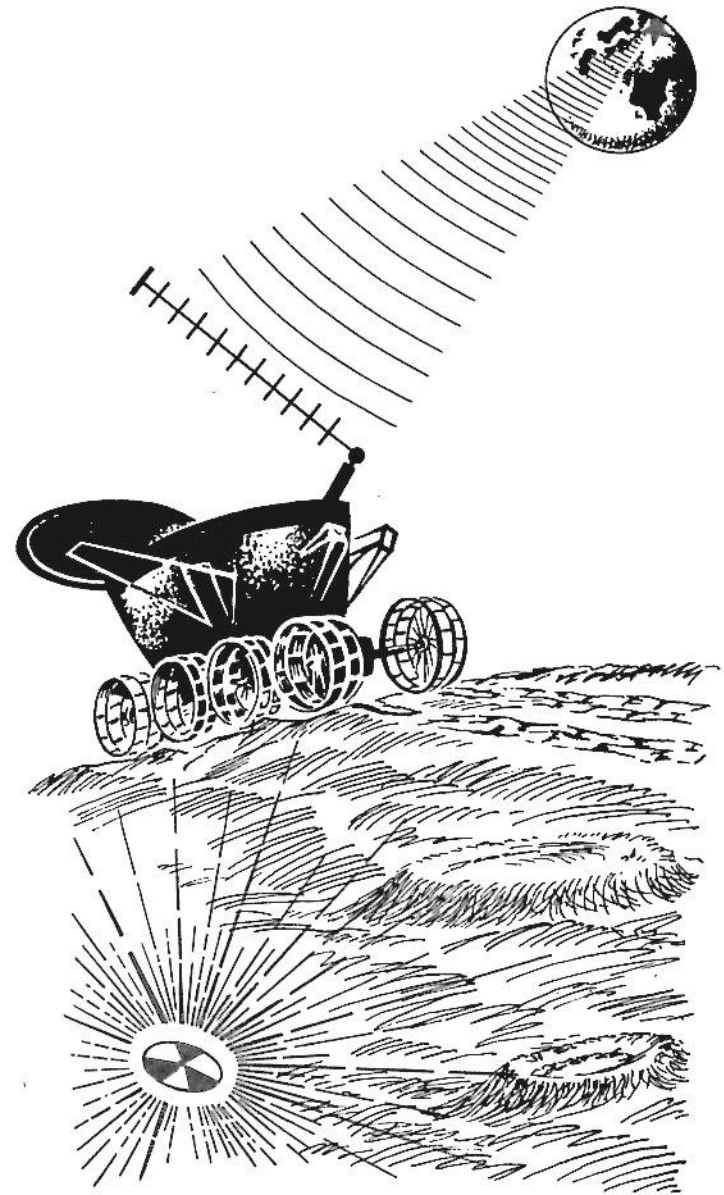
ориентировочных сроков, когда это будет сделано. Не исключено, что этим придется заниматься и вам, читатель, и даже вашим детям.

Вместе с тем хотелось бы еще раз подчеркнуть значение достигнутого. В частности, очень перспективным является накопление античастиц для последующего использования их при изучении свойств элементарных частиц методом встречных пучков. В сущности, в настоящее время именно для этой цели и строятся накопительные кольца. [Напомним, что использование встречных пучков выгодно по сравнению с использованием обычных ускорителей (с неподвижной мишенью) из-за того, что при одинаковых скоростях эффективная энергия взаимодействия двух встречных частиц существенно выше, чем энергия взаимодействия движущейся частицы с неподвижной, см. формулу (190).]

В заключение поговорим о возможности существования и обнаружения антивещества во Вселенной.

Симметрия материи относительно частиц и античастиц, открытая теоретически и подтвержденная экспериментально, делает вполне вероятной и естественной гипотезу о существовании в Метагалактике (наблюдаемой области Вселенной), а может быть, даже и в пределах нашей Галактики, концентрированных сгустков антивещества в форме антимиров, аналогичных Солнечной системе. В самом деле, если природа устроена так, что частица и античастица всегда рождаются и погибают вместе, то число тех и других во Вселенной должно быть одинаково.\* И поскольку наша Солнечная система заведомо состоит из вещества, то где-то в другом месте может существовать другая звездная система, состоящая из антивещества. Вообще говоря, вполне возможно, что это место находится в пределах нашей Галактики, т.е. той области Вселенной, которая будет исследована человеком не в столь уж отдаленные времена.

В связи с этим очень важно научиться определять характер звездной системы (мир или антимир) на расстоянии (хотя бы для того, чтобы будущие космонавты могли лететь к этой звезде без страха проаннигилировать там вместе со своим кораблем). Оказывается, это далеко не простая задача, так как электромагнитное излучение (радиоволны, свет, рентгеновское и  $\gamma$ -излучение) атомов и антиатомов *одинаково*. Ведь фотон принадлежит к числу так называемых истинно нейтральных частиц, т.е. таких, для которых античастица тождественно совпадает с частицей. Поэтому весь огромный материал, накопленный астрономией, не позволяет распортировать звезды на миры и антимир. Нужна совсем новая



\* Данное утверждение опирается на строгое выполнение закона сохранения барионного заряда. При нарушении этого закона (даже очень слабым, практически незаметным) Вселенная может быть асимметричной.

астрономия, которая была бы несимметричной по отношению к миру и антиммиру. В этом смысле в принципе можно возлагать некоторые надежды на нейтринную астрономию. Идея нейтринной астрономии заключается в использовании различия в свойствах нейтрино, которые испускаются при термоядерных процессах, происходящих в звездах типа Солнца, и *антинейтрино*, которые должны испускаться при аналогичных процессах в антизвездах. Однако практические трудности регистрации космических нейтрино настолько велики, что в настоящее время удается регистрировать только солнечные нейтрино. Пока нет никаких перспектив обнаружения звездных "термоядерных" нейтрино.

Представляет интерес предложение профессора Н.А. Власова изучать специфическое излучение протония, т.е. "атома", состоящего из протона и антипротона, "вращающихся" вокруг общего центра масс. Такой атом должен возникать из протона и антипротона на очень короткое время, предшествующее аннигиляции. Если удастся локализовать в пространстве области, испускающие протониевое излучение, то тем самым будет найдена граница возможного сосредоточения антивещества.

Очень интересна и другая идея Н.А. Власова — искать радиоактивные "пятна" на Луне. Такие пятна могли возникнуть в результате аннигиляции небольших космических метеоров из антивещества при их встрече с веществом лунной почвы. (Аналогичное явление на Земле невозможно из-за того, что мелкие космические антиметеоры должны аннигилировать в земной атмосфере, т.е. не достигнув поверхности Земли.) Если радиоактивные пятна на Луне действительно существуют, то их вполне могут обнаружить лунные автоматы типа нашего "Лунохода-1" (рис. 62).

Читателю, заинтересовавшемуся проблемой антивещества, мы рекомендуем прочесть книгу Н.А. Власова "Антивещество" (М.: Атомиздат, 1966) и его статью в журнале "Природа" (1967, № 2, с. 85).

## § 41. СУЩЕСТВУЮТ ЛИ КВАРКИ?

### 1. ПРОБЛЕМЫ СИСТЕМАТИКИ ЧАСТИЦ

*Буквы, частицы и физики.*

В настоящее время открыто и исследовано так много элементарных частиц, что для их обозначения уже использованы все свободные буквы греческого алфавита и много букв латинского алфавита. Причем это не означает, что частиц известно столько же, сколько использованных букв. Гораздо больше! Потому что существуют изотопические (зарядовые) мультиплеты частиц, все члены которых обозначаются одинаковыми буквами (например,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Sigma^0$  и т.п.). Кроме того, для обозначения частиц используются бук-

вы со штрихами, со звездочками и с цифрами. Словом, элементарных частиц стало настолько много, что становится довольно бессмысленным считать их элементарными.

Понятие *элементарная частица* является понятием историческим. В разное время в него вкладывали разный смысл. Когда-то элементарными частицами считали атомы, затем ими стали считать составные части атома: протон, нейтрон, электрон и еще несколько частиц (позитрон, фотон и нейтрино), имеющих к атому самое непосредственное отношение. Это был период относительного благополучия в физике. Любой атом из огромного их множества казался возможным составить всего-навсего из трех сортов элементарных частиц. Однако сравнительно скоро этот благополучный период сменился периодом бурного роста числа открытых элементарных частиц, число которых, согласно подсчетам одного физика, удваивается каждые 11 лет и (если так пойдет дальше) через некоторое время превзойдет число физиков! Во всяком случае, в настоящее время число элементарных частиц (включая нестабильные частицы — резонансы) вместе с античастицами в несколько раз превышает число элементов периодической системы Менделеева. Поэтому физикам очень хочется наступления нового периода благополучия, когда все это многообразие элементарных частиц удастся свести к нескольким фундаментальным.

### 2. УНИТАРНАЯ СИММЕТРИЯ

*Супермультиплеты. — Замечательная десятка. —  $\Omega^-$ -гиперон. — Откуда берутся разности масс? — Музыканты и спортсмены.*

На протяжении последних двух-трех десятков лет было принято несколько попыток навести порядок в мире элементарных частиц. И, пожалуй, самая удачная попытка заключается в гипотезе о существовании нескольких фундаментальных частиц, названных *кварками*, из которых можно составить ("слепить") любую сильновзаимодействующую (а таких подавляющее большинство) частицу, причем такие "составные" частицы будут обладать всеми основными свойствами реальных частиц (см. п. 3).

Кварки были придуманы в 1964 г. американскими физиками Гелл-Маном и независимо Цвейгом для объяснения существующей в природе симметрии в свойствах сильновзаимодействующих частиц — *адронов*. Оказывается, если известные адроны рассортировать по значениям их спина и внутренней четности, то образуется несколько больших групп адронов (в среднем по десятку частиц в одной группе), внутри которых наблюдаются интересные закономерности. Такие группы называют *супермультиплетами* или *унитарными мультиплетами*. В это время можно было вполне четко выделить четыре большие группы частиц. Мезонные адро-



ны с нулевым спином и отрицательной четностью образуют группу из девяти частиц (*нонет*), состоящую из унитарного октета и унитарного синглета. Электрический заряд, странность и масса членов этой девятки закономерно изменяются от частицы к частице (рис. 63). Аналогичную девятку образуют также мезонные адроны со спином, равным единице, и отрицательной четностью (рис. 64). Барионы со спином 1/2 и положительной четностью образуют сходный октет (рис. 65); наконец, барионные адроны со спином 3/2 и положительной четностью (для некоторых частиц эти значения еще не подтверждены экспериментально) составляют десятку — *декуплет* (рис. 66). В последнем случае закономерность изменения свойств у частиц особенно очевидна. [Свойства частиц, входящих в супермультиплеты, приведены в табл. 1 и 2 (см. § 2).]

Все частицы декуплета размещены на четырех строках, характеризующихся определенными значениями странности  $S$ : 0, -1, -2 и -3. Строки имеют разную длину и вместе образуют правильный треугольник. На самой длинной нижней строке находятся четыре члена изотопического квартета  $\Delta$ -частиц, характеризующихся одним и тем же значением изотопического спина  $T = 3/2$ , который в этом случае имеет четыре проекции ( $2T + 1 =$

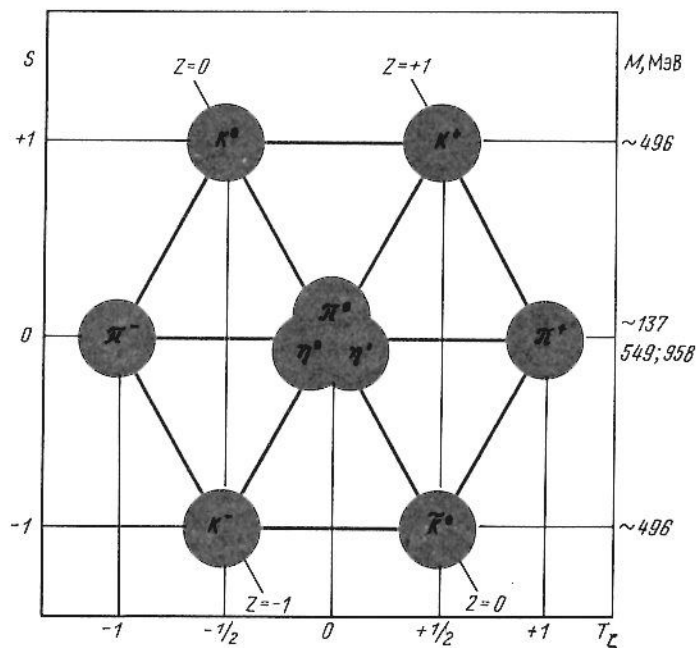


Рис. 63

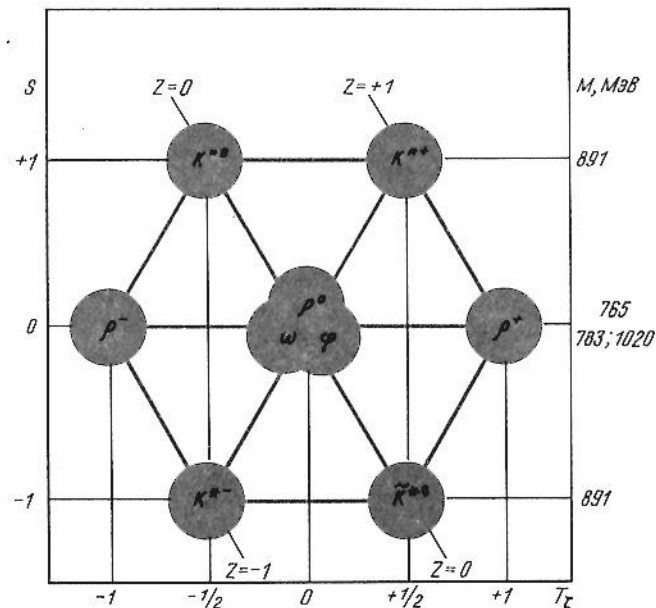


Рис. 64

= 4). Все члены этого квартета должны иметь одинаковую массу с погрешностью порядка нескольких мегаэлектрон-вольт. Вторую строку занимает  $\Sigma_{1385}$ -триплет резонансов с  $T = 1$  ( $2T + 1 = 3$ ) и близкими массами. В третьей строке размещен изотопический  $\Xi_{1530}$ -дублет с  $T = 1/2$  ( $2T + 1 = 2$ ), и, наконец, вершину треугольника венчает изотопический синглет ( $T = 0$ ) —  $\Omega^-$ -гиперон ( $2T + 1 = 1$ ). Электрический заряд частиц, входящих в изотопический мультиплет, возрастает на единицу при движении вдоль строки слева направо. Каждой вертикали соответствует определенное значение проекции изотопического спина. На диагоналях, направленных под острыми углами к оси абсцисс, расположены частицы с одинаковым электрическим зарядом. И что особенно замечательно, разности средних значений масс\* для двух любых соседних строк практически одинаковы:

$$\left. \begin{aligned} M_{\Omega^-} - M_{\Xi^*} &= 1675 - 1529 = 146 \text{ МэВ}; \\ M_{\Xi^*} - M_{\Sigma^*} &= 1529 - 1382 = 147 \text{ МэВ}; \\ M_{\Sigma^*} - M_{\Delta} &= 1382 - 1236 = 146 \text{ МэВ}. \end{aligned} \right\} \quad (194)$$

\* В формуле (194) и на рис. 63 — 66 приведены значения масс, известные в начале 60-х годов.

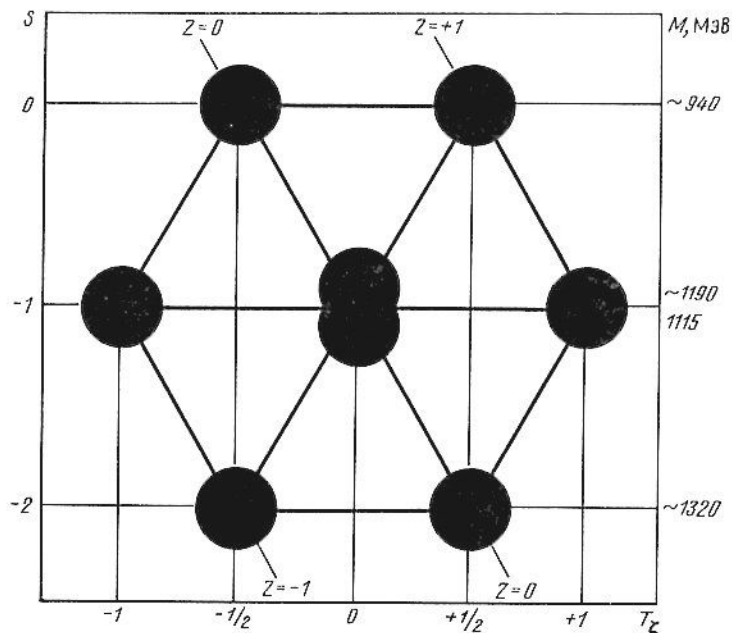


Рис. 65

Перечисленные закономерности настолько убедительны, что они позволили Гелл-Ману в 1962 г. однозначно предсказать по свойствам девяти известных частиц все основные характеристики десятой частицы, занимающей верхний угол треугольника.

Легко убедиться, что из рассмотрения декуплетного треугольника (см. рис. 66) можно предсказать следующий набор параметров для этой частицы: масса, электрический заряд, барионный заряд, странность, изотопический спин, четность, схема рождения, схема распада, время жизни. Этот перечень настолько хорошо характеризует свойства предсказанной частицы, что появилась возможность организовать по-настоящему научный ее поиск. В начале 1964 г.  $\Omega^-$ -гиперон с предсказанными свойствами был найден. Это, вероятно, самый маленький интервал времени между моментами предсказания и обнаружения "настоящей" (долгоживущей) элементарной частицы.

Аналогичные закономерности можно проследить также и в других супермультиплеттах (см. рис. 63 – 65), хотя там они не столь просты и очевидны, как в случае декуплета.

Для объяснения закономерностей, наблюдающихся в унитарных мультиплеттах, было предложено несколько различных теорий. Общим для всех этих теорий является предположение о су-

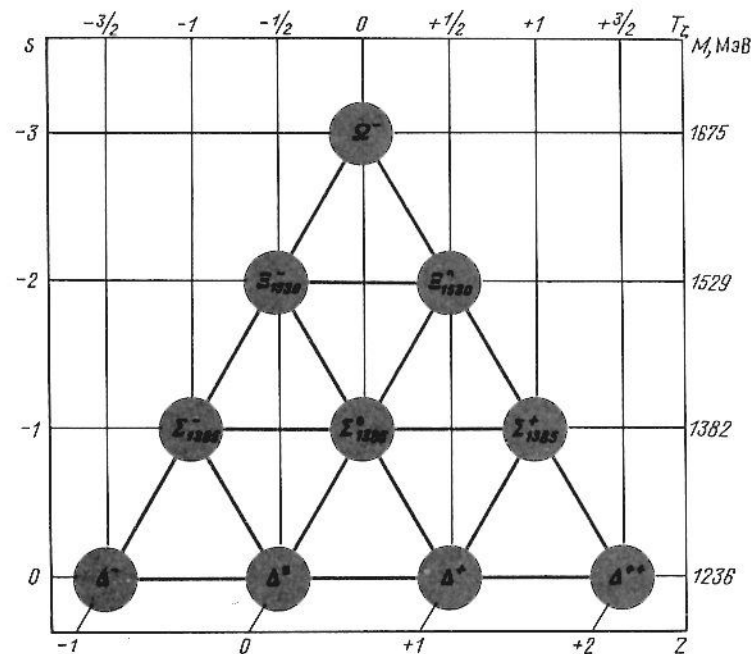


Рис. 66

ществовании двух разновидностей сильного взаимодействия: очень сильного и умеренно сильного, которые вместе с электромагнитным определяют основные свойства адронов. Очень сильное взаимодействие одинаково для всех членов унитарного мультиплетта и определяет главную часть их энергии взаимодействия (а значит, и массы). Умеренно сильное взаимодействие зависит от странности и потому различно для членов разных изотопических мультиплеттов, т.е. для частиц, стоящих в разных строках. Оно приводит к 10 %-ному различию масс этих частиц. Наконец, электромагнитное взаимодействие зависит от электрического заряда, поэтому оно различно для частиц, стоящих в одной строке. В связи со своей относительной слабостью оно приводит лишь к небольшому (порядка нескольких мегаэлектрон-вольт) различию масс у членов данного изотопического мультиплетта.

Чтобы лучше почувствовать роль разных взаимодействий, рассмотрим шуточную аналогию (которой, как и всякими аналогиями, надо пользоваться очень осторожно).

Представьте себе небольшой ансамбль из десяти музыкантов (унитарный декуплет). Между всеми его членами имеется нечто общее, объединя-

ющее их в единый коллектив, — все они очень любят музыку (характеризуются одинаковым очень сильным взаимодействием). Это общее свойство отличает их от других коллективов (других унитарных мультиплетов), которые объединяются по другому общему признаку, например по общей любви к спорту (другое, но тоже одинаковое очень сильное взаимодействие). Сильная любовь к разным вещам накладывает на музыкантов и спортсменов своеобразный отпечаток, проявляющийся как во внешнем виде, так и в мировоззрении, образе жизни и т.п. (различие в средней массе, барионном заряде, спине, четности). Однако кроме резкого отличия музыкантов от спортсменов можно обнаружить различие и между самими музыкантами (так же, как и между спортсменами).

Среди них имеется органист (изотопический синглет с  $T = 0$ ), фортепьянный дуэт (изотопический дублет с  $T = 1/2$ ), трио гармонистов (изотопический триплет с  $T = 1$ ) и квартет смычковых инструментов (изотопический квартет с  $T = 3/2$ ). У членов этих небольших ансамблей (изотопических мультиплетов) кроме общего интереса к музыке, сближающего все ансамбли между собой, имеются еще и свои, специфические внутренние интересы, которые несколько обособляют один ансамбль от другого. Органист, например, предпочитает музыку Баха и Генделя ( $S = -3$ ), пианисты — Чайковского и Бетховена ( $S = -2$ ), гармонисты — танцевальную и маршевую музыку ( $S = -1$ ), а квартет смычковых — камерные произведения ( $S = 0$ ). Таким образом, наши четыре ансамбля несколько по-разному любят музыку (10%-ное различие масс за счет разного умеренно-сильного взаимодействия при различных странностях  $S$ ). Более того, оказывается, даже и у музыкантов одного и того же ансамбля (членов данного изотопического мультиплета) имеются разногласия (разный электрический заряд и, значит, различное электромагнитное взаимодействие). Так, члены фортепьянного дуэта расходятся в вопросе о сравнительной ценности роля и пианино, гармонисты спорят о качестве баяна, аккордеона и концертины, а квартет смычковых инструментов не может решить, что лучше: скрипка, альт, виолончель или контрабас. Эти споры кажутся совершенно несущественными даже представителям другого ансамбля (малость электромагнитного взаимодействия по сравнению с умеренно-сильным взаимодействием), не говоря уж о спортсменах, которые этих споров просто не замечают (очень большое превышение интенсивности очень сильного взаимодействия над электромагнитным).

### 3. КВАРКОВАЯ ГИПОТЕЗА

*Три кошмарные частицы. — Десять комбинаций. — Идеальный "Конструктор".*

Наиболее естественно существование унитарных мультиплетов можно было объяснить, введя в рассмотрение три гипотетические частицы — *кварки* — с довольно экзотическими свойствами, а именно с дробными барионным и электрическим зарядами.\*

\* В связи с такой экзотичностью свойств и с тем, что их три, кварки и получили свое необычное название. Слово сочетание "три кварка" встречается в романе Дж. Дж. О'Кейса "Поминки по Финнегану" как таинственный крик чевек, который слышится герою романа во время кошмарного бреда.

Таблица 3. Свойства кварков

Кварк (антикварк)	$B$	$Z$	$S$	$T$	$T_3$	$s$	$m$
$q_p, u$	+1/3	+2/3	0	1/2	+1/2	1/2	$m_q$
$\bar{q}_p, \bar{u}$	-1/3	-2/3	0	1/2	-1/2	1/2	$m_q$
$q_n, d$	+1/3	-1/3	0	1/2	-1/2	1/2	$m_q$
$\bar{q}_n, \bar{d}$	-1/3	+1/3	0	1/2	+1/2	1/2	$m_q$
$q_\Lambda, s$	-1/3	-1/3	-1	0	0	1/2	$m_q + \Delta m$
$\bar{q}_\Lambda, \bar{s}$	-1/3	+1/3	+1	0	0	1/2	$m_q + \Delta m$

Легко видеть, что если кваркам приписать свойства в соответствии с табл. 3, то достаточно всего трех кварков и трех антикварков, чтобы из них, как из деталей "Конструктора", построить любой из перечисленных выше адронов, причем можно показать, что адроны, "слепленные" из кварков, будут группироваться в те самые супермультиплеты, которые были известны в то время. Буквы  $u, d$  и  $s$  в табл. 3 — сокращения от других общепринятых названий кварков:  $up$  — верхний,  $down$  — нижний и  $strange$  — странный. Позднее в кварковую модель ввели четвертый и пятый кварки. Предполагается, что существует еще один, шестой кварк (подробнее см. п. 4).

Сама тройка кварков (а также тройка антикварков) тоже образует супермультиплет — *унитарный триплет*, состоящий из *изотопического дублета*  $q_p$  и  $q_n$  ( $\bar{q}_p$  и  $\bar{q}_n$ ) с  $T = 1/2$  и  $S = 0$  и *изотопического синглета*  $q_\Lambda$  ( $\bar{q}_\Lambda$ ) с  $T = 0$  и  $S = -1$  ( $S = +1$ ). Масса кварков  $m_q$  должна быть достаточно большой ( $m_q > m_p$ ), чтобы обеспечить большую энергию связи при формировании элементарных частиц из кварков.\* При этом массы обычных ( $S = 0$ ) кварков  $q_p$  и  $q_n$  ( $\bar{q}_p$  и  $\bar{q}_n$ ) должны быть равны между собой с точностью до нескольких мегаэлектрон-вольт (электромагнитное различие членов изотопического дублета), а масса странного ( $S \neq 0$ ) кварка  $q_\Lambda$  ( $\bar{q}_\Lambda$ ) больше масс  $q_p$  и  $q_n$  на  $\Delta m \approx 150$  МэВ.

В качестве примера рассмотрим построение из кварков десяти членов унитарного декуплета. Прежде всего заметим, что число различных комбинаций со спином  $s = 3/2$ , которые можно составить из кварков трех типов, объединяя их по три (одинаковых или разных), равно как раз десяти ( $q_p q_p q_p; q_p q_p q_n; q_p q_n q_n; q_n q_n q_n; q_p q_p q_\Lambda; q_p q_n q_\Lambda; q_n q_n q_\Lambda; q_p q_\Lambda q_\Lambda; q_n q_\Lambda q_\Lambda$ ). Поэтому существует взаимно однозначное соответствие между каждой частицей декуплета и какой-либо комбинацией из трех кварков. Например, частице  $\Delta^{++}$  соответствует первая

\* Согласно другой точке зрения, массы  $q_p$ - и  $q_n$ -кварков могут быть примерно равны одной трети массы нуклона (подробнее см. п. 5).



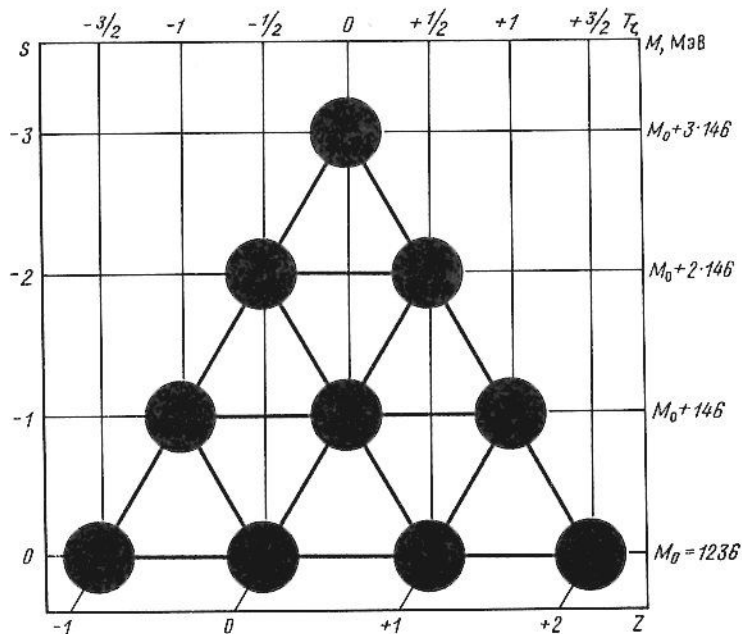


Рис. 67

комбинация  $q_p q_p q_p$ , потому что двойной положительный электрический заряд можно получить только из трех одинаковых кварков  $q_p$ , имеющих электрический заряд  $+2/3$ . Легко убедиться, что эта комбинация обеспечивает правильные значения и для всех остальных параметров  $\Delta^{++}$  ( $B = 3 \cdot 1/3 = 1$ ;  $S = 3 \cdot 0 = 0$  и т. п.). Чтобы сразу сообразить, какая композиция кварков соответствует  $\Omega^-$ -гиперону, надо исходить из значения его странности  $S = -3$ . Ясно, что такую странность можно получить, только взяв три одинаковых кварка  $q_\Lambda$ , каждый из которых имеет  $S = -1$  (остальные кварки имеют  $S = 0$ ). В тех случаях, когда сопоставление частицы и кварков по одному свойству дает неоднозначный набор, надо привлечь какое-нибудь другое свойство.

На рис. 67 представлены все возможные комбинации из трех типов кварков по три, каждая из которых дает частицу декуплета ( $s = 3/2$ ), находящуюся на соответствующем месте рис. 66. Из рис. 67 видно, что все четыре комбинации первой строки совсем не содержат кварка  $q_\Lambda$ , во второй строке каждая комбинация содержит по одному кварку  $q_\Lambda$ , в третьей строке — по два, наконец, единственная комбинация четвертой строки состоит из трех кварков  $q_\Lambda$ . Если эту закономерность сопоставить с возрастанием массы частиц от строки к строке на одну и ту же величину,

примерно равную 146 МэВ, то естественно приписать кварку  $q_\Lambda$  на 146 МэВ большую массу, чем кваркам  $q_p$  и  $q_n$  ( $\Delta m = 146$  МэВ).

Аналогично члены *барионного октета* могут быть представлены комбинациями из трех кварков с суммарным спином  $s = 1/2$ , а члены *мезонных супермультиплетов* получаются как комбинации кварка и антикварка с суммарным спином  $s = 0$  для супермультиплетта  $0^-$  и  $s = 1$  для супермультиплетта  $1^-$ . В этих случаях ситуация несколько осложняется по сравнению с декуплетом из-за квантовомеханических особенностей сложения спинов. Менее очевидно в этом случае и массовые соотношения. Мы не будем останавливаться на этом подробнее. Заметим только, что разумность кварковой гипотезы в случае барионного октета очень убедительно иллюстрируется тем, что эта гипотеза объясняет с 2,5 %-ной погрешностью экспериментальное значение отношения магнитных моментов нейтрона и протона:

$$\left(\frac{\mu_n}{\mu_p}\right)_{\text{эксп}} = \frac{-1,91}{+2,79} = -0,685; \quad \left(\frac{\mu_n}{\mu_p}\right)_{\text{теор}} = \frac{2}{3} \approx -0,667. \quad (195)$$

Итак, если сравнить кварки с деталями детского "Конструктора", то следует признать, что эти детали сделаны очень рационально: всего из шести деталей мы уже сложили  $10 + 8 + 9 + 9 = 36$  правильно действующих конструкций. Более того, до 1974 г. казалось, что из них можно составить любой из существующих в природе адронов. Однако эта точка зрения не подтвердилась.

#### 4. НОВЫЕ КВАРКИ

*Открытие частицы со скрытым очарованием. — Четвертый кварк и очарованные частицы. — Пятый кварк и прелестные частицы. — Есть ли правда в природе, или проблема шестого кварка.*

В конце 1974 г. одновременно в двух лабораториях была открыта новая,  $J/\psi$ -частица, свойства которой оказались таковы, что их не удалось объяснить в рамках трехкварковой модели. Для интерпретации этих свойств потребовалось ввести четвертый кварк — *c*-кварк, названный очарованным (от слова charm — очарование). Необходимость существования четвертого кварка была показана теоретически за несколько лет до открытия  $J/\psi$ -частицы. *c*-Кварк имеет  $B = 1/3$ ,  $z = +2/3$ ,  $S = 0$ ,  $T = 0$ ,  $s = 1/2$ ,  $m = 1,55$  ГэВ и  $c = +1$ , где  $c$  — новое квантовое число, названное очарованием.  $J/\psi$ -частица является комбинацией типа  $c\bar{c}$  (или  $q_c\bar{q}_c$ ), или, как говорят, частицей со скрытым очарованием.

*c*-Кварк оказался вполне равноправной частицей по отношению к остальным трем кваркам. Комбинируя *c*-кварк с антикварками  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$  и  $\bar{s}$ , можно получить новые мезоны, которые были названы очарованными (или частицами с явным, открытым очарованием).

В настоящее время уже обнаружены представители всех очарованных мезонов и некоторые очарованные барионы. На этом основании, казалось бы, можно было считать, что кварковая модель достигла совершенства, т.е. описывает все существующие частицы и не конструирует лишних, не встречающихся в природе. Однако этот период благополучия длился сравнительно недолго. В 1977 г. была открыта еще одна частица, названная ипсилон-мезоном ( $\Upsilon$ ), свойства которой не укладывались в четырехкварковую модель.  $\Upsilon$ -мезон интерпретируется как комбинация вида  $b\bar{b}$ , где  $b$  — пятый кварк, названный прелестным (от слова beauty — прелесть, иногда название  $b$ -кварка производят от слова bottom — низ).

$b$ -Кварк имеет следующие свойства:  $B = 1/3$ ,  $z = -1/3$ ,  $S = 0$ ,  $T = 0$ ,  $s = 1/2$ ,  $c = 0$ ,  $b = +1$ ,  $m = 4,75$  ГэВ. Сейчас уже открыто четыре  $\Upsilon$ -мезона типа  $b\bar{b}$ , т.е. со скрытой прелестью, и один барион типа  $udb$ , т.е. с явной прелестью.

Наконец, имеются основания считать, что должен существовать еще и шестой кварк  $t$ , названный правдивым (от слова truth) или верхним (от слова top). Одним из таких оснований является предсказываемая теорией электрослабого взаимодействия (см. § 39) симметрия в числе кварков и лептонов (которых открыто шесть).  $t$ -Кварк должен иметь следующие свойства:  $B = 1/3$ ,  $z = +2/3$ ,  $S = c = b = 0$ ,  $T = 0$ ,  $s = 1/2$ ,  $t = +1$ ,  $m > 18$  ГэВ (см. примеч. на с. 17).

## 5. ПОИСКИ КВАРКОВ

*Природные и "самодельные" кварки. — Кварки в воде и в метеоритах. — Два слова "за здоровье" кварков. — Заманчивое применение. — А теперь "за упокой". — Связанные кварки.*

Успех кварковой модели и желание свести многообразие частиц к нескольким фундаментальным заставляют физиков искать кварки в природе. Рассмотрим идеи соответствующих опытов.

Выше мы говорили, что кваркам естественно приписать большую массу. Но рождение частиц с большой массой требует больших кинетических энергий, поэтому поиски кварков следует вести в таких условиях (естественных или искусственно созданных), когда имеется возможность трансформации большой порции кинетической энергии в энергию покоя (массу). Связь между массой кварка  $m_q$  и минимальной кинетической энергией бомбардирующей частицы  $T_{\text{мин}}$ , необходимой для рождения кварка этой массы, зависит от типа реакции, в которой образуется кварк. Для реакции образования кварка\* при соударении двух протонов



\* В соответствии с законами сохранения образование кварка может происходить только в паре с антикварком.

Таблица 4. Минимальная энергия, необходимая для рождения кварка массой  $m_q$

$m_q$	$m_p$	$3m_p$	$5m_p$	$10m_p$	$20m_p$
$T_{\text{мин}}, m_p c^2$	6	30	70	240	880
$T_{\text{мин}}, \text{ГэВ}$	5,6	28	65	225	825

из формулы (106) получается следующая зависимость  $T_{\text{мин}}$  от предполагаемого значения  $m_q$ :

$$T_{\text{мин}} = 2(m_q/m_p)(2m_p + m_q)c^2. \quad (197)$$

В табл. 4 приведены значения  $T_{\text{мин}}$ , вычисленные по формуле (197) в разных предположениях о значении массы кварка\*. Из таблицы видно, что кварки массой  $m_q \leq 3m_p$  имеет смысл искать среди частиц, образующихся в мишенях ускорителей протонов на энергию 30 ГэВ, кварки массой  $m_q \leq 5m_p$  — в мишенях ускорителей на энергию 70 ГэВ и т.д.

Для выделения кварков из огромного числа других, рождающихся в мишени ускорителя (главным образом,  $\pi$ -мезонов), можно воспользоваться их специфическими свойствами, обусловленными дробностью электрического заряда (например, пониженной ионизирующей способностью\*\*). Такие опыты были действительно предприняты сначала на ускорителях в ЦЕРНе и в Брукхейвенской лаборатории, затем в Серпухове, а потом снова в ЦЕРНе на ускорителе протонов до энергии 400 ГэВ и в Батавии на ускорителе протонов до энергии 500 ГэВ, но они не дали положительного результата. Это означает, что либо масса кварков превышает 15 протонных масс, либо они рождаются с гораздо меньшей вероятностью, чем предполагали, либо, наконец, кварков в свободном виде нет вообще.

В составе космического излучения имеются протоны энергией выше 500 ГэВ. Эти протоны в соударениях с ядрами атмосферы могут рождать кварки, даже если их масса превышает  $15m_p$ . Кварки, рожденные космическим излучением, можно пытаться

\*Существуют соображения, из которых следует, что при данной энергии  $T$  могут рождаться частицы большей массы, чем указано в табл. 4 (например, при  $T = 30$  ГэВ могут родиться кварки массой до  $5m_p$ ). Однако вероятность такого процесса настолько мала, что его можно не учитывать в расчетах.

\*\* Ионизирующая способность заряженной частицы изменяется пропорционально квадрату ее электрического заряда. Так как кварки имеют заряд, равный  $1/3$  или  $2/3$  заряда электрона, ионизирующая способность кварков составляет соответственно  $1/9$  или  $4/9$  ионизирующей способности электронов.

регистрировать при помощи детекторов, чувствительных к ионизации, вызываемой быстро движущимися частицами с дробным электрическим зарядом.

Одним из таких детекторов может быть камера Вильсона, следы заряженных частиц в которой имеют вид цепочек из капелек жидкости. Эти капельки образуются в результате конденсации пересыщенного пара на ионах, возникающих вдоль траектории заряженной частицы. Ионизирующая способность кварка составляет  $1/9$  (или  $4/9$ ) ионизирующей способности электрона. Поэтому плотность капелек на следе кварка должна быть в  $9$  (или в  $9/4 \approx 2$ ) раз меньше, чем на следе электрона. В свое время в печати появились работы, в которых сообщалось об обнаружении частиц с 50 %-ной ионизирующей способностью. Однако впоследствии оказалось, что полученные результаты являются сильной флюктуацией ионизирующей способности обычной частицы с  $z = 1$ .

Кварки пытаются "вылавливать" не только из падающего на Землю космического излучения, но и из земных водных бассейнов. Естественно считать, что кварки, возникающие при взаимодействии космических частиц с атомными ядрами атмосферы, становятся центрами конденсации водяных паров, падают вместе с дождем на землю и в конце концов попадают в озера, моря и океаны. Так как описанный механизм образования кварков действует постоянно, а распадаться они не могут\*, концентрация кварков в водных бассейнах Земли должна непрерывно возрастать с течением времени.

Оценки показывают, что за время существования Земли с помощью такого механизма могло накопиться до 100 000 кварков в каждом  $1 \text{ см}^3$  воды. Число это выглядит внушительно, но его надо сравнивать с концентрацией протонов, равной  $10^{24} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, один кварк приходится на  $10^{19}$  протонов! Представляете, как трудно его заметить? Поэтому в экспериментах такого рода вся надежда возлагается на то, что предварительно удастся каким-либо способом повысить концентрацию кварков. Для регистрации кварков в этих опытах опять-таки используют особенности поведения частиц с дробным электрическим зарядом (фокусировка в электрических и магнитных полях, отклонение электрическим полем). Но и в воде кварков не нашли.

В предыдущем параграфе, говоря о разных способах обнаружения антивещества в природе, мы среди других назвали поиск протониевого излучения. Нечто аналогичное предложено и для

\* В связи с дробностью заряда можно предполагать, что по крайней мере один из кварков (с наименьшей массой) стабилен, так как ему не на что распадаться. (Более тяжелый кварк может превращаться в легкий без нарушения закона сохранения электрического и барионного зарядов.)

поисков кварков. Можно себе представить, что в атмосфере некоторых звезд под действием испускаемых звездой быстрых частиц образуются кварки  $q_p$ , которые благодаря своему положительному заряду могут захватывать электроны. В результате должен образоваться своеобразный атом, в котором роль ядра играет кварк. Такой атом при переходе из возбужденного состояния в основное будет испускать специфическое световое излучение, которое и может быть зарегистрировано. Конечно, и здесь трудность регистрации связана с чрезвычайно низкой концентрацией кварков. Ищут кварки и в метеоритах, которые при достаточно больших размерах и длительном существовании в космическом пространстве могли накопить много кварков. Пытались обнаружить кварки при помощи опытов типа опыта Миллекена по определению заряда электрона. Но и здесь однозначных результатов получить не удалось.

В заключение давайте уподобимся героям известного чеховского рассказа и "помянем" кварки одновременно как "за здравие", так и "за упокой".

Из того, что кварки не найдены, строго говоря, рано делать вывод об их отсутствии. Прошло еще слишком мало времени!  $\pi$ -Мезон был предсказан в 1935 г., а обнаружен только в 1947 г., нейтрино было предсказано в 1931 г., а окончательно его существование доказали только в 1953 г., наконец, атомы были предсказаны еще древними греками, а открыты только в XIX столетии! Так что еще не все потеряно, тем более что результаты сделанных опытов не отрицают возможности существования кварков массой  $m_q > 15m_p$ .\*

Но в то же время нельзя забывать и о том, что не все предсказания обязательно сбываются, не все гипотезы оказываются верными. Есть примеры и неправильных, но тем не менее очень долго существовавших гипотез. Так, с 1919 по 1932 г. физики считали справедливой протон-электронную модель атомного ядра, потому что она правильно объясняла довольно много закономерностей, наблюдающихся на опыте. И только после открытия нейтрона эта неверная модель была заменена современной протон-нейтронной моделью ядра. В принципе и кварковая модель, несмотря на все ее правдоподобие, тоже может оказаться неверной. Вполне возможно, что симметрия элементарных частиц может столь же логично объясняться каким-то другим неизвестным пока способом.

\* Кстати, чем тяжелее кварки, тем заманчивее становится мечта их открыть. Ведь если протон "склеен" из трех кварков массой  $5m_p$  каждый, то "энергия связи" протона равна:

$$\Delta W_p = (3m_q - m_p)c^2 = (15m_p - m_p)c^2 = 14m_pc^2 \approx 13 \text{ ГэВ},$$

т.е. в процессе образования протона из кварков должно освобождаться  $14/15 = 93\%$  энергии покоя кварков, что всего на 7% отличается от энергии аннигиляции, и при этом не нужно антивещества!



Наконец, еще одна возможность, в которую в настоящее время верит большинство физиков, заключается в следующем: кварки существуют, но только в связанном состоянии внутри адронов. Вылететь из адронов и существовать в свободном виде кварки не могут. Эту возможность мы сейчас и рассмотрим поподробнее.

## 6. КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА

*Цвет и аромат кварков. — Восемь цветных глюонов. — Центральная свобода и периферическая тюрьма.*

Пленение (confinement) кварков внутри адронов является, пожалуй, главной трудностью кварковой модели. Другая трудность этой модели связана с тем, что она допускает барионные комбинации из трех тождественных кварков, находящихся в одинаковых состояниях (вспомним, что  $\Omega^- = \bar{s}\bar{s}\bar{s} = \bar{q}\bar{\Lambda}\bar{q}\bar{\Lambda}\bar{q}\bar{\Lambda}$ ). А это запрещено принципом Паули, согласно которому два (и тем более три) фермиона с одинаковыми квантовыми числами не могут находиться в одном и том же состоянии. Обе эти трудности удалось преодолеть введением еще одной характеристики кварков, которая условно называется *цветом*.

Каждый кварк независимо от его типа ( $u, d, s, c, b, t$ ), который, кстати говоря, называется *ароматом* (flavour), имеет три цветовые разновидности, соответствующие трем "основным цветам": "красному", "синему" и "зеленому".

В состав любого бариона входят обязательно "разноцветные" кварки, так что  $\Omega^-$ -гиперон, например, является "бесцветной" ("белой") комбинацией вида  $\bar{s}_k\bar{s}_c\bar{s}_z$ , которая не противоречит принципу Паули. Соответственно каждый мезон представляет собой комбинацию кварков и антикварков с "дополнительными цветами" (например, "красный" и "антикрасный" и т.п.), которые также в сумме дают "белый" цвет.

Кроме этой функции нового квантового числа цвет играет очень важную роль нового заряда. Согласно современной теории сильных взаимодействий — *квантовой хромодинамике*, взаимодействие между кварками осуществляется при помощи восьми цветных *глюонов\**, которые являются квантами, т.е. переносчиками сильного взаимодействия между кварками любых ароматов и цветов.

Наличие цветового заряда у глюонов резко отличает их от квантов электромагнитного взаимодействия — фотонов, которые не имеют заряда. В отличие от фотона глюон может испускать новые глюоны, что приводит к росту эффективного заряда кварка с увеличением расстояния и, следовательно, к возрастанию энер-

гии взаимодействия между кварками. В результате кварки не могут освободиться друг от друга (периферическая тюрьма, пленение) и встречаются в природе только в связанном виде — в форме "белых", "бесцветных" адронов. Наоборот, на очень малых расстояниях кварки взаимодействуют относительно слабо, и их можно рассматривать как практически свободные частицы (центральная, асимптотическая свобода). Это обстоятельство позволяет получить ряд количественных соотношений, подтвержденных экспериментами.

## § 42. МОНОПОЛЬ ДИРАКА

*Несимметрия уравнений электродинамики. — Магнитный заряд. — Свойства монополя. — Поиски монополей на ускорителях. — Рождение монополей космическим излучением. — Поиски монополей в метеоритах и на Луне. — Использование магнитного поля Земли. — Существует ли монополю?*

Из курса общей физики вы знаете, что между электричеством и магнетизмом существует теснейшая связь. Электричество и магнетизм входят в физику почти симметричным образом. Движение зарядов, т.е. электрический ток, создает магнитное поле. Изменение магнитного потока создает электродвижущую силу, которая в замкнутом проводнике порождает электрический ток.

Такая симметрия в представлениях о природе электричества и магнетизма существовала не всегда. Очень долго электричество и магнетизм изучались раздельно. Но с тех пор как Эрстед в 1820 г. открыл магнитные свойства электрического тока, физиков не оставляла мысль о необходимости существования обратного явления: магнитное поле должно порождать электрический ток. Наконец, в 1831 г. Фарадей открыл электромагнитную индукцию. С этого момента физики уже не забывали о всеобщей взаимосвязанности электричества и магнетизма: они никогда не говорят об электрических и магнитных явлениях в отдельности, а всегда имеют в виду электромагнитные явления в целом.

Учение об электромагнитных явлениях — электродинамика (для макрообъектов) и квантовая электродинамика (для всех объектов, включая микрочастицы), пожалуй, является самой точной наукой из числа наук о взаимодействиях между частицами и полями. На ее счету имеются не только объяснение всех макроскопических и микроскопических электромагнитных явлений от излучения радиоволн гигантскими антеннами до излучения  $\gamma$ -квантов атомными ядрами, но и предсказание существования радикально нового состояния материи в форме антивещества, а также количественных оценок очень тонких эффектов типа взаимодействия электрона с его собственным электромагнитным полем. И все же современная электродинамика не полностью удовлетворя-

\* От слова glue — клей. Глюоны как бы склеивают кварки между собой.



ет физиков, и опять по причине несимметрии между электричеством и магнетизмом. Оказывается, основные уравнения электродинамики (уравнения Максвелла) почти, но не вполне симметричны относительно электрических и магнитных явлений.

В эти уравнения входят напряженность электрического поля  $E$ , напряженность магнитного поля  $H$ , плотность электрического тока  $j$  и плотность электрического заряда  $\rho$ . Для вакуума, например, уравнения Максвелла записываются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} H &= \frac{4\pi}{c} j + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}; \operatorname{div} E = 4\pi\rho; \\ \operatorname{rot} E &= -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}; \operatorname{div} H = 0. \end{aligned} \right\} \quad (198)$$

Даже человеку, не знакомому с высшей математикой, видно, что  $E$  и  $H$  входят в уравнения симметричным образом (над ними производятся одинаковые математические операции). Однако симметрия уравнений в целом получается неполной из-за того, что в одну их группу входят плотность электрического заряда  $\rho$  и плотность тока  $j$ , а в другую не входят аналогичные им плотность магнитного заряда и плотность магнитного тока.

Вы, конечно, понимаете, почему так получилось? Потому что многолетний опыт физиков показывает, что магнитные заряды никогда не наблюдались, т.е. получить отдельно северный или южный магнитный полюс никому не удавалось. Так что уравнения Максвелла правильно отражают ситуацию, существующую в природе, и, казалось бы, ни в каком усовершенствовании не нуждаются. Однако отмеченная выше несимметрия уравнений все же вызывает некоторую неудовлетворенность. Эту неудовлетворенность можно сформулировать так: в связи с симметрией электрических и магнитных явлений было бы естественнее, если бы уравнения Максвелла, оставаясь правильными, выглядели вполне симметрично, т.е. содержали бы плотность магнитного заряда и плотность магнитного тока. Другими словами, хочется думать, что в природе существуют *магнитные заряды* (и, следовательно, *магнитные токи*), которые, однако, обладают такими свойствами, что их пока никто не мог обнаружить ни в одном из множества сделанных опытов.

Теоретически такую возможность впервые обосновал в 1931 г. Дирак, который показал, что наряду с общепринятой несимметричной (но проверенной многими экспериментами) квантовой электродинамикой может быть построена непротиворечивая с ней симметричная квантовая электродинамика, учитывающая существование магнитных зарядов. Гипотетический магнитный заряд, введенный Дираком, принято называть *монополюм Дирака*.

С тех пор прошло более 50 лет, а проблема существования монополя Дирака все еще не решена: не доказано его наличие,

ни его отсутствие. Поэтому проблема монополя остается актуальной до сих пор, и для ее разрешения ставятся все новые и новые эксперименты.

Какие же это эксперименты и почему они не дают результатов? Для ответа на эти вопросы предположим, что монополюс существует, и познакомимся с его предполагаемыми свойствами сначала качественно, а затем и количественно.

Мы уже говорили, что гипотетический монополюс Дирака — это отдельный магнитный заряд, подобный отдельному электрическому заряду (либо положительному, либо отрицательному). Поэтому монополюс Дирака должен вести себя по отношению к магнитному полю так же, как электрический заряд ведет себя по отношению к электрическому полю. В частности, вокруг монополя должно возникнуть магнитное поле, подобное электростатическому полю, возникающему вокруг электрического заряда, т.е. силовые линии магнитного поля должны начинаться или кончаться на магнитных зарядах; напряженность магнитного поля, созданного точечным магнитным зарядом  $\mu$ , должна изменяться по закону  $H = (\mu/r^3) r$  [подобно тому как напряженность электрического поля, создаваемого электрическим зарядом  $e$ , изменяется по закону  $E = (e/r^3) r$ ]. Сила  $F$ , действующая на магнитный заряд  $\mu$  в магнитном поле  $H$ , должна быть равна:  $F = \mu H$ .

Взаимодействие двух магнитных зарядов  $\mu_1$  и  $\mu_2$  будет определяться законом, аналогичным закону Кулона:

$$V_{\mu} = \mu_1 \mu_2 / r; \quad F = (\mu_1 \mu_2 / r^3) r. \quad (199)$$

В однородном магнитном поле монополюс должен ускоряться подобно электрическому заряду в электрическом поле (магнитные диполи, например магнитные стрелки, в однородном магнитном поле не ускоряются, а только ориентируются).

При движении в среде (например, в атмосфере или в жидкости), содержащей частицы, которые обладают магнитными моментами, монополюс должен обрастать ими подобно тому, как обрастает полюс полосового магнита, если вы проведете им над рассыпанными булавками (для более полной аналогии надо брать очень длинный магнит, т.е. почти отдельный магнитный заряд, и магнитные стрелки — диполи). Монополюс, обросший магнитными диполями, из-за резкого увеличения массы должен стать менее подвижным и медленно дрейфовать в среде.

При попадании монополя в среду с примесью парамагнитных веществ монополюс будет притягиваться ими и образовывать связанные системы с энергией связи около 1 эВ. Постоянные магниты и обыкновенное мягкое железо должны быть настоящими ловушками для монополей; они должны захватывать монополи столь прочно, что для вырывания их оттуда нужны магнитные поля очень высокой индукции. Это свойство парамагнетиков и фер-

ромагнетиков можно использовать для накопления монополей, если последние *стабильны*, т.е. не распадаются со временем.

Стабильность монополя является прямым следствием (во всяком случае, для монополя с наименьшей массой) естественного предположения о существовании для магнитного заряда закона сохранения, аналогичного закону сохранения электрического заряда (см. § 20, п. 4).

Взаимосвязь магнитного монополя с электрическим полем тоже вполне аналогична связи электрического заряда с магнитным полем. Подобно тому как при движении электрического заряда возникает магнитное поле  $H$ , при движении магнитного монополя должно возникать электрическое поле  $E$ . А это означает, что движущийся монополю должен ионизовать атомы среды, через которую он движется, причем ионизирующая способность должна быть тем больше, чем больше значение магнитного заряда монополя.

Наконец, по аналогии с образованием  $\gamma$ -квантом электрон-позитронной пары за счет энергии электромагнитного поля (см. § 18, п. 3) можно представить существование процесса рождения быстрым  $\gamma$ -квантом и монополю-антимонополю пары (ведь монополю благодаря магнитному заряду участвует в электромагнитном взаимодействии).

Чтобы сделать все эти рассуждения из качественных количественными, т.е. ответить на вопросы: *с какой силой* притягивается монополю, *как велика* производимая им ионизация, *при какой энергии*  $\gamma$ -квант может родить пару монополю — антимонополю и другие, нужны количественные характеристики свойств монополя. Такие характеристики также были даны Дираком.

Дирак показал, что если монополю существует, то его магнитный заряд  $\mu$  должен быть связан с элементарным электрическим зарядом  $e$  соотношением

$$2\mu e/c = n\hbar, \quad (200)$$

где  $n$  — произвольное целое число;  $\hbar$  — постоянная Планка. Отсюда

$$\mu = n\hbar c/2e = (1/2) (\hbar c/e^2) ne, \quad (201)$$

и так как  $e^2/\hbar c = 1/137^*$ , имеем

$$\mu = 68,5ne. \quad (202)$$

Таким образом, по Дираку минимальное значение магнитного заряда в 68,5 раза больше элементарного электрического заряда

\* Величина  $e^2/\hbar c \approx 1/137$ , называемая *постоянной тонкой структуры*, играет важную роль в квантовой электродинамике.

$e$ , т.е. заряда электрона. Он может быть также равен  $2 \cdot 68,5e = 137e$ ;  $3 \cdot 68,5e = 205,5e$  и т.д.

Частица со столь большим магнитным зарядом при движении со скоростью  $v \approx c$  должна ионизовать атомы окружающей среды в  $(68,5)^2 \approx 4700$  раз сильнее, чем релятивистский электрон.\* Благодаря этому обстоятельству след монополя должен быть совершенно отчетливо виден в трековом детекторе, например в фотопластинке (в которой виден под микроскопом даже след релятивистского электрона). Этот след будет отличаться от следов тяжелых ядер с зарядом  $Z \approx 70$  (которые производят такую же ионизацию) равномерной толщиной по всей длине (следы тяжелых ядер утончаются к концу из-за обрастания ядер электронами).

Вследствие большого магнитного заряда монополю очень легко приобретать энергию в магнитном поле. Например, пройдя путь 1 см в сравнительно слабом поле индукцией 0,1 Тл, монополю приобретает энергию около  $2 \cdot 10^7$  эВ. Для сравнения заметим, что электрон может приобрести такую же энергию, пройдя 1 см в электрическом поле  $E = 20\,000\,000$  В/см.

Массу монополя можно оценить, если сделать какое-то разумное предположение о его размерах. Считая, например, что масса монополя имеет электромагнитную природу, и предполагая, что его радиус равен классическому радиусу электрона\*\*

$$r_e = e^2/m_e c^2 = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad (203)$$

получаем

$$m_\mu = \frac{\mu^2}{r_e c^2} = \left(\frac{\mu}{e}\right)^2 \frac{e^2}{r_e c^2} = \left(\frac{\mu}{e}\right)^2 m_e \approx 4700 \cdot 0,5 = 2350 \text{ МэВ}/c^2,$$

или

$$m_\mu \approx 2,5 m_p. \quad (204)$$

Если же радиус монополя положить равным радиусу протона (около  $0,8 \cdot 10^{-13}$  см), то для массы монополя получается значительно большее значение:

$$m_\mu \approx 8,2 \text{ ГэВ}/c^2 = 8,7 m_p. \quad (205)$$

\* При уменьшении скорости движения ионизирующая способность заряженной частицы растет примерно по закону  $1/v^2$ . Ионизирующая способность монополя не должна зависеть от скорости.

\*\*Значение  $r_e$  получается из предположения, что масса электрона имеет электромагнитную природу, т.е. что энергия покоя электрона  $m_e c^2$  равна его электростатической энергии  $e^2/r_e$ .

Рассмотрим теперь возможные способы поисков монополя. В первой серии опытов используется ускоритель. Представьте себе, что в линейный промежуток\* ускорителя на высокие энергии помещена парамагнитная мишень. Тогда при столкновении ускоренных протонов с нуклонами мишени в принципе может образоваться пара монополей, которые должны быстро затормозиться в мишени и захватиться ею. При длительном облучении мишени в ней можно накопить рожденные монополи. Затем мишень нужно снять с ускорителя и "вытянуть" из нее монополи сильным магнитным полем в фотоэмульсию, где они должны дать характерные следы.

В другой постановке опыта можно использовать мишень, находящуюся в зоне действия магнитного поля ускорителя. В этом случае монополи, рождающиеся в мишени, будут вырываться из нее магнитным полем ускорителя и двигаться к полюсам магнитов. Применяя фокусирующую магнитную систему, можно направить монополи в детектор и зарегистрировать их.

Масса монополя, который может быть рожден на данном ускорителе, оценивается по формуле (197). Результаты вычислений приведены в табл. 4 (под  $m_0$  надо понимать массу монополя). Из них следует, что на ускорителях с максимальной энергией протонов 30 ГэВ в принципе могут образоваться монополи с массой, превышающей нижнюю границу оценки массы монополя. Однако опыты, поставленные в Брукхейвене и ЦЕРНе, дали отрицательные результаты.

В 1970 г. советскими физиками во главе с чл.-кор. АН СССР И.И. Гуревичем был поставлен опыт по поиску монополя Дирака на Серпуховском ускорителе, позволяющем рождать пару частица — античастица с массой до  $5m_p$  каждая. В этом опыте использовалась ферромагнитная ловушка, которая должна захватывать, удерживать и накапливать монополи, если они рождаются в мишени ускорителя. Роль такой ловушки выполняла ферромагнитная фольга, установленная вблизи мишени ускорителя. Место расположения ферромагнитной ловушки было выбрано с таким расчетом, чтобы монополи, рожденные в мишени ускорителя, направлялись в ловушку магнитным полем самого ускорителя.

После длительного облучения на ускорителе ферромагнитная фольга была помещена в сильное импульсное магнитное поле, которое должно было вырывать монополи из ловушки и направлять их в расположенную рядом специальную ядерную фотоэмульсию. Как уже было замечено, следы монополей в такой эмульсии должны быть отчетливо видны.

\*Линейным промежуток ускорителя называется прямолинейный участок ускорительного тракта частиц, проходящий вне магнитного поля ускорителя (между магнитами).

К сожалению, и в этом опыте монополи не были обнаружены. Однако в результате проведенных исследований удалось существенно (примерно в 100 раз) снизить верхнюю границу вероятности образования монополей в нуклон-нуклонных соударениях и повысить нижнюю границу их массы до  $5m_p$ .

Позднее аналогичный опыт был поставлен на ускорителе в ЦЕРНе, в результате чего нижняя граница массы была повышена до  $13m_p$ .

Идея второй серии опытов заключается в использовании космического излучения, в составе которого имеются настолько быстрые протоны, что их энергия оказывается достаточной для рождения пар очень тяжелых частиц.

Представьте себе, что в наши руки попал метеорит, который будучи метеором, летал в космическом пространстве миллиарды лет. За это время он подвергся длительной космической бомбардировке и мог накопить много монополей. Применяв методику предыдущего опыта, можно надеяться на то, что из метеорита удастся вытянуть монополи и зарегистрировать их. Сделанные измерения не оправдали и этих надежд. Оценки полученных результатов показывают, что если монополь существует, то его масса должна быть больше  $5 \text{ ГэВ}/c^2$ . Эта оценка верна при условии, что исследованное метеоритное вещество действительно облучалось миллиарды лет. Поэтому отрицательный результат может быть также объяснен "молодостью" метеорита.

Этого недостатка нет у работы, выполненной группой американских физиков во главе с лауреатом Нобелевской премии Альваресом. Авторы этой работы вместо метеоритов подвергли исследованию материал, привезенный на космическом корабле "Аполлон-11" с поверхности Луны. Условия образования монополей на Луне и накопления их лунным веществом можно считать наилучшими. Действительно, Луна существует 3 — 4 млрд. лет, поверхностные слои ее мало перемещиваются, на Луне нет атмосферы и магнитного поля.

Монополи могут попадать на Луну в составе первичного космического излучения или возникать на месте в результате взаимодействия высокоэнергетических космических частиц с атомными ядрами лунного вещества. В обоих случаях монополи будут накапливаться поверхностными слоями лунной почвы (из-за отсутствия перемешивания и вытягивающего магнитного поля).

Методика поиска монополей в лунном веществе заключалась в следующем. Образцы лунного вещества (28 камней массой по 200 — 300 г каждый, общая масса 8,37 кг) поочередно протаскивали с помощью специального устройства через замкнутую сверхпроводящую катушку в надежде на то, что монополь, "сидящий" в лунном камне, наведет в ней электродвижущую силу. С целью накопления эффекта каждый образец пропускали через катушку по 400 раз, после чего катушку размыкали для измерения наве-



денного в ней тока и сравнения его со стандартным током, текущим в катушке без лунных образцов. Расчеты, градуировка и контрольные измерения показали, что созданная аппаратура должна замечать  $1/8$  единичного дираковского магнитного заряда и, во всяком случае, вполне надежно обнаруживать монополю с единичным зарядом. Однако ни в одном из лунных образцов ни "северные", ни "южные" монополи найдены не были. В результате этой работы были получены еще более низкие значения верхних пределов концентрации монополей в составе космического излучения и вероятности их образования при соударениях высокоэнергетических космических частиц.

В третьей серии опытов используется слабое магнитное поле Земли ( $B = 0,5 \cdot 10^{-4}$  Тл).

Предположим, что образование монополя произошло в космическом пространстве в пределах околосолнечной области Галактики. Известно, что в этой области имеется слабое (слабее земного) постоянное магнитное поле. Рожденный монополю будет ускоряться этим полем и по мере движения в нем приобретать все большую и большую энергию. Ускорившись, он может попасть в область земной атмосферы, где, с одной стороны, начнет тратить свою энергию на ионизацию, а с другой — ускоряться магнитным полем Земли. При определенных условиях монополи будут двигаться по силовым линиям земного магнитного поля в сторону земной поверхности и накапливаться в магнитных полюсах, районах магнитной аномалии, в местах, где имеются богатые залежи железных руд. В некоторых районах земного шара такие места находятся на поверхности земли и поэтому легко доступны для изучения. В таких районах были сделаны опыты по "вытягиванию" монополей из породы при помощи импульсного магнитного поля, создаваемого быстрым разрядом высоковольтной батареи конденсаторов через катушку. Для детектирования монополей был применен метод ядерной фотоэмульсии. В результате измерений эффекта не было обнаружено.

Таким образом, вы видите, что пока ни один из поставленных опытов не дал положительных результатов. Значит ли это, что монополю не существует, что надо прекратить его поиски, что надо вообще перестать заниматься этой проблемой? Отнюдь нет! И вот почему.

Во-первых, все сделанные опыты дают отрицательный ответ не в абсолютной форме, а в относительной, т.е. при выполнении некоторых условий. Одно условие мы все время явно подчеркиваем — предполагаемое значение массы монополя. Опыты дают отрицательный ответ на вопрос о существовании сравнительно легких монополей. Если же монополю достаточно тяжел, то нужны новые опыты. Но кроме этого явного условия есть еще и неявные. Значение магнитного заряда монополя и другие его свойства получены в предположении, что наименьший электрический заряд

равен  $e$ . Ну а если существуют кварки (см. § 41), тогда он равен не  $e$ , а  $e/3$ , и все основные свойства монополя резко изменяются. В этом случае нужны новые расчеты и новые опыты.

Во-вторых, независимо от всех опытов имеется косвенное соображение в пользу существования монополя. На него обратил внимание еще Дирак, который получил соотношение (200). Это соотношение вытекает из основных положений квантовой механики и квантовой электродинамики и может быть получено разными способами. Поэтому оно выглядит очень убедительно. Соотношение (200) можно разрешить относительно электрического заряда:

$$e = (\hbar c / 2\mu) n. \quad (206)$$

Из формулы (206) следует, что если монополю существует, то электрический заряд должен квантоваться, т.е. принимать значения

$$\left. \begin{aligned} e_1 &= \hbar c / 2\mu \text{ (при } n=1), e_2 = 2\hbar c / 2\mu \text{ (при } n=2), \\ e_3 &= 3\hbar c / 2\mu \text{ (при } n=3) \end{aligned} \right\} \quad (207)$$

и т.д. А ведь квантование электрического заряда действительно существует и до сих пор не имеет никакого другого объяснения! Не является ли оно указанием на существование монополя?

В-третьих, кроме теории Дирака могут быть построены другие симметричные теории, в которых для монополя получаются совсем другие свойства, чем у Дирака. Например, в одной из них минимальный заряд монополя равен не  $68,5e$ , а  $17e$ .

Наконец, в-четвертых, проблемой монополя надо заниматься даже в том случае, если его нет, потому что тогда надо объяснить, почему его нет!

## § 43. НОВЫЕ ЯДРА

*$\beta$ -Стабильные и  $\beta$ -радиоактивные ядра. — Что такое нуклонная стабильность ядер? — О протонной, двупротонной и двунейтронной радиоактивности. — Существуют ли ядра из одних нейтронов? — Сверхтяжелый гелий. — Где кончается периодическая система элементов Менделеева? — Как получают новые ядра. — Поиски сверхтяжелых ядер в природе.*

Вы знаете, что любое атомное ядро состоит из протонов и нейтронов. Если ограничиться рассмотрением  $\beta$ -стабильных ядер, то для них примерно выполняется соотношение

$$Z = A / (1,98 + 0,015 A^{2/3}),$$



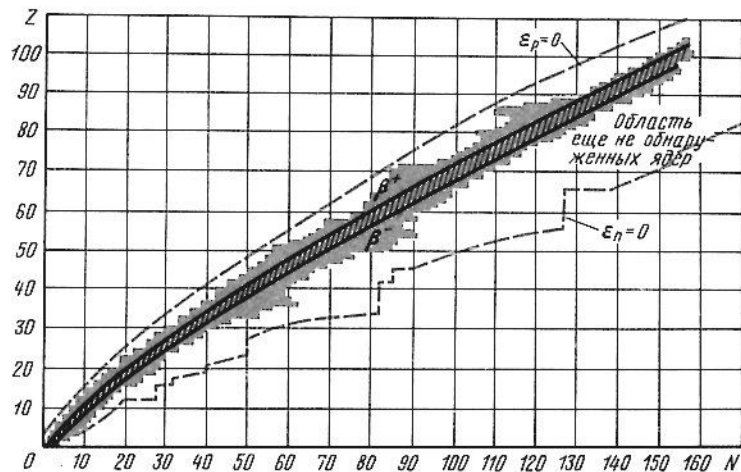


Рис. 68

связывающее между собой число протонов  $Z$  и общее число нуклонов  $A$ . Таким образом, в легких  $\beta$ -стабильных ядрах числа протонов  $Z$  и нейтронов  $N = A - Z$  в среднем одинаковы, а в тяжелых нейтронов примерно в 1,5 – 1,6 раза больше, чем протонов.

Кроме  $\beta$ -стабильных ядер (их известно около 350) существует множество  $\beta$ -радиоактивных ядер, которые не удовлетворяют упомянутому выше соотношению.

На рис. 68 приведена диаграмма распределения всех известных ядер на плоскости  $Z, N$ . Из диаграммы видно, что  $\beta$ -стабильные ядра занимают сравнительно узкую центральную область (на рисунке заштрихована) в широкой неровной полосе, заполненной всеми известными ядрами (на рисунке закрашена). Рис. 68 носит условный характер. На самом деле в пределах заштрихованной области кроме  $\beta$ -стабильных ядер имеются и  $\beta$ -радиоактивные, а в пределах широкой закрашенной полосы есть много пустых мест, соответствующих еще не обнаруженным ядрам. Сравнение свойств ядер из широкой полосы показывает, что ядра, находящиеся левее области  $\beta$ -стабильных ядер, являются  $\beta^+$ -радиоактивными (или испытывают  $e$ -захват), ядра же, расположенные справа от этой области,  $\beta^-$ -радиоактивны. Чем больше в ядре избыточных (по сравнению с приведенной выше формулой) протонов или нейтронов, тем сильнее проявляется неустойчивость ядра по отношению к  $\beta^+$ - или  $\beta^-$ -распаду, т.е. тем быстрее оно распадается.

Однако  $\beta$ -распад ядер происходит под действием *слабых* сил, поэтому он всегда протекает достаточно медленно. Даже в самом благоприятном (для  $\beta$ -распада) случае период полураспада  $T_{1/2}$  не может быть меньше  $10^{-10}$  с. А ведь это в  $10^{13}$  раз больше

ядерного времени  $T_{яд} \approx 10^{-23}$  с, характерного для скорости протекания *сильных* (ядерных) процессов, например процесса распада  $\Delta$ -резонанса. Таким образом, самые быстрораспадающиеся  $\beta$ -радиоактивные ядра сохраняют свои специфические (присущие данному ядру) свойства (масса, нуклонный состав, заряд, спин, магнитный момент и др.) в течение огромного промежутка времени  $\tau \geq 10^{13} T_{яд}$ , если время измерять в естественных для ядерных явлений единицах  $T_{яд} \approx 10^{-23}$  с.

В этом смысле  $\beta$ -радиоактивные ядра столь же "настоящие" ядра, как и  $\beta$ -стабильные (так же как распадающийся нейтрон — столь же "настоящая" элементарная частица, как и стабильный протон). И  $\beta$ -стабильные, и  $\beta$ -радиоактивные ядра одинаково стабильны относительно сильного взаимодействия. Те и другие не испускают самопроизвольно нуклонов, так что их можно объединить в один общий класс *нуклоностабильных ядер*. Этот класс содержит в настоящее время уже около 2000 разных ядер и еще далеко не заполнен.

Конечно, он не может расширяться безгранично, потому что с ростом числа избыточных нуклонов одного сорта их связанность с ядром уменьшается. Для каждого числа нейтронов  $N$  существует некоторое максимальное число протонов  $Z_{макс}(N)$ , которое еще может объединиться с ними и образовать *протоноустойчивое* атомное ядро.  $(Z_{макс} + 1)$ -й протон ядро присоединить уже не сможет, так как для него энергия связи будет отрицательна. Если через все значения  $Z_{макс}(N)$  провести линию, то она образует границу протонной стабильности ядер (пунктирная линия  $\epsilon_p = 0$  на рис. 68).

Аналогично для каждого числа протонов  $Z$  должно существовать некоторое максимально возможное число нейтронов  $N_{макс}(Z)$ , которое еще может присоединиться к протонам и образовать с ними *нейтроноустойчивое* ядро. Совокупность значений  $N_{макс}(Z)$  определяет границу нейтроноустойчивых ядер (пунктирная линия  $\epsilon_n = 0$  на рис. 68). Конечно, точное расположение границ нуклонной устойчивости пока неизвестно, но есть основания считать, что в пределах этих границ кроме уже открытых 2000 находится еще по крайней мере столько же ядер. Обнаружение и изучение их свойств являются одними из интереснейших задач современной ядерной физики. В этой области имеется много нерешенных вопросов:

1. Где проходит граница протонной устойчивости ядер?
2. Каковы свойства ядер вблизи границы протонной устойчивости в разных ее местах ( $\beta^+$ -радиоактивность для легких ядер,  $e$ -захват,  $\alpha$ -радиоактивность и спонтанное деление для тяжелых, облегченный выход протонов в ядерных реакциях, протонная радиоактивность)?

3. Не существует ли *двупротонной* радиоактивности среди протоноустойчивых ядер? Такой вопрос возникает в связи с наблю-

дающейся тенденцией объединения избыточных нуклонов в пары. Это должно приводить к уменьшению связанности пары протонов с ядром по сравнению с энергией связи одного протона. Двупротонная радиоактивность предсказана в 1960 г. академиком В.И. Гольданским. В 1983 г. была открыта одна из разновидностей двупротонной радиоактивности, а именно запаздывающая двупротонная радиоактивность (см. § 5). Испускание двух протонов из основного состояния ядра пока еще не обнаружено.

4. Где и как проходит граница нейтронной устойчивости ядер? Не пересекает ли она где-нибудь ось  $N$  (рис. 69 и 70), т.е. не существует ли ядер, состоящих из одних нейтронов, например тетранейтрона (ядро из четырех нейтронов)? То, что такая постановка вопроса вполне своевременна, следует из обнаружения ядер  ${}^6_2\text{He}$  и  ${}^8_2\text{He}$ , в которых с двумя протонами связано соответственно четыре и шесть нейтронов (т.е. в первом случае в 2, а во втором в 3 раза больше средней нормы!). В конце 1966 г. открыто ядро  ${}^{11}_3\text{Li}$ , в котором на три протона приходится восемь нейтронов. Правда, поиски тетранейтрона не привели к успеху, но из этого не следует, что не существует более тяжелых чисто нейтронных ядер. К подобному выводу приводят и некоторые теоретические расчеты (хотя имеются и такие, которые ему противоречат).

5. Каковы свойства ядер вблизи границы нейтронной устойчивости? Кроме известных свойств ( $\beta^-$ -радиоактивность, испускание запаздывающих нейтронов) можно, например, предполагать, что эти ядра имеют аномально большие размеры и для них будет наблюдаться повышенный выход реакций с одновременным вылетом двух нейтронов. С этими предположениями согласуются результаты изучения свойств ядер  ${}^6_2\text{He}$  и  ${}^8_2\text{He}$ . Энергия связи "лишних" нейтронов в этих ядрах очень мала, следовательно, эти ядра должны быть достаточно "рыхлыми", т.е. большими. Кроме того, для этих ядер установлено, что энергия связи двух нейтронов меньше, чем одного. Таким образом, в принципе для таких ядер может существовать запаздывающая двунейтронная радиоактивность. Этот эффект был также предсказан В.И. Гольданским в 1960 г. и обнаружен экспериментально в 1979 – 1980 гг. за рубежом и в Советском Союзе.

6. Как далеко можно продвинуться при синтезе новых трансурановых элементов? Это тоже очень интересный вопрос. Исследование открытых до сих пор трансурановых элементов с  $Z = 93 \div 107$  показало, что их периоды полураспада  $T_{1/2}^{\text{сп}}$  относительно процесса спонтанного деления уменьшаются с ростом  $Z$  по закону

$$\lg T_{1/2} = a - bZ^2/A, \quad (208)$$

где  $a$  и  $b$  – коэффициенты;  $Z$  – порядковый номер элемента;  $A$  – массовое число. Если закон изменения  $T_{1/2}$  останется таким же и

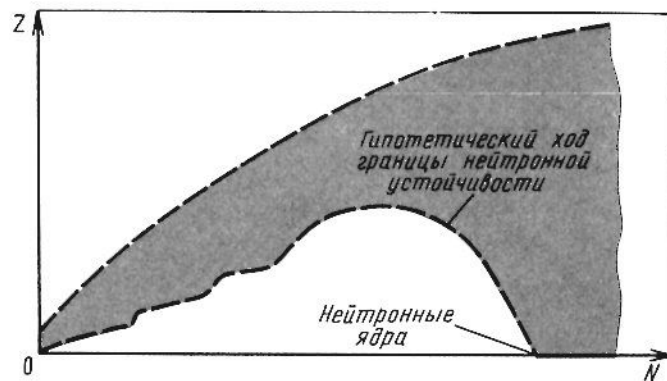


Рис. 69

для  $Z > 107$ , то при  $Z = 120 \div 125$  период полураспада должен сравняться с ядерным временем, т.е. ядра с  $Z = 120 \div 125$  не могут существовать.

Что же, периодическая система на этом закончится? Может быть, да, а может быть, и нет! Во-первых, упомянутая закономерность является грубо приближенной. Она выполняется только для некоторых изотопов трансурановых элементов. Для других изотопов наблюдаются значительные отклонения. Пользоваться этой закономерностью для предсказания свойств еще не открытых элементов рискованно. Во-вторых, имеются теоретические основания предполагать, что, несмотря на закономерное уменьшение  $T_{1/2}$  с ростом  $Z$ , ядро с  $Z = 114$  и  $N = 184$  должно быть стабильным относительно спонтанного деления, так как числа  $Z = 114$  и  $N = 184$ , по-видимому, магические (ср. с § 4). Достаточно устойчивыми ( $T_{1/2}^{\text{сп}} > 1$  года) должны быть также и некоторые соседние по

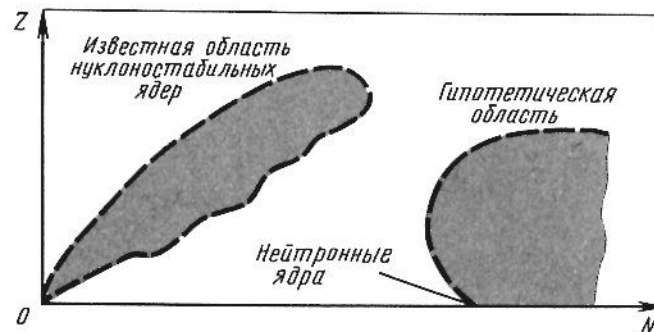


Рис. 70

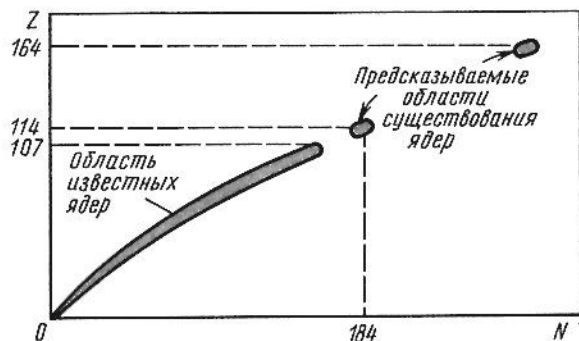
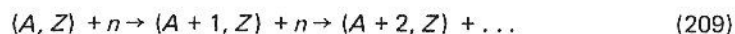


Рис. 71

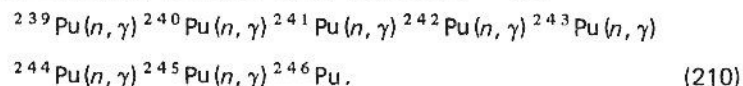
$Z$  и  $N$  ядра. Из других расчетов следует, что 20 – 25 из них стабильны относительно  $\beta$ -распада и имеют не очень маленький период полураспада относительно испускания  $\alpha$ -частиц ( $T_{1/2}^\alpha > 1$  с), причем 10 из них должны иметь  $T_{1/2}^\alpha > 1$  года! Другими словами, теоретики предсказывают целый новый островок достаточно долгоживущих ядер в районе  $Z = 114$  и  $N = 184$ . А самые смелые из них предполагают, что еще один такой островок должен быть в районе  $Z = 164$  (рис. 71).

7. Не существуют ли в природе нуклононестабильные ядра? В физике элементарных частиц наряду с обычными достаточно долгоживущими элементарными частицами (стабильными относительно сильного взаимодействия) рассматривают также *резонансы* (см. § 2 и 36), т.е. частицы, распадающиеся за ядерное время. Оказывается, резонансы могут быть охарактеризованы всеми свойствами обычных элементарных частиц (массой, зарядом, спином, странностью, кинетической энергией, импульсом и т.п.). Единственным отличием резонансов от обычных частиц является очень малое время жизни ( $\tau_{\text{яд}} \approx 10^{-23}$  с), которое объясняется их нестабильностью относительно сильного распада. Это отличие не принципиально. Известно, например, что резонансы и обычные частицы могут рождаться вместе в одной и той же реакции (см. § 20, п. 4), что те и другие входят в одни и те же унитарные мультиплеты, что по свойствам резонансов были предсказаны свойства обычной частицы —  $\Omega^-$ -гиперона (см. § 41). Словом, за резонансами признано такое же право на существование, как и за обычными элементарными частицами. Но тогда почему же нельзя говорить об аналогичных (т.е. нестабильных относительно сильного взаимодействия) ядрах? Вероятно, можно. И здесь открывается совершенно необозримое поле деятельности, так как таких ядер должно быть очень много (в том числе и чисто нейтронных). Изучать их можно так же, как резонансы, — по продуктам распада.

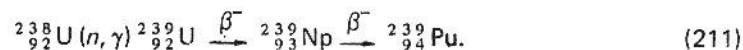
В заключение несколько слов о способах получения новых ядер. Стандартным методом получения ядер с избытком нейтронов является длительное облучение мишени в ядерном реакторе, при котором происходит последовательное наращивание числа нейтронов в исходном ядре ( $A, Z$ ) по схеме



Вот, например, по какой схеме получается  $^{246}\text{Pu}$ :



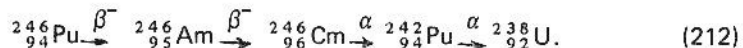
Исходный продукт  $^{239}\text{Pu}$  предварительно получают в специальном ядерном реакторе из изотопа урана  $^{238}\text{U}$  по схеме



Для получения нейтроноизбыточных ядер вместо реактора можно также применять мощные нейтронные источники, например изотоп калифорния  $^{252}_{98}\text{Cf}$ , испускающий при спонтанном делении  $3 \cdot 10^{12}$  нейтр./ (г · с).

Очень интенсивный поток нейтронов возникает при ядерном взрыве. Известно, например, что среди продуктов одного взрыва был обнаружен изотоп урана  $^{255}_{92}\text{U}$ , имеющий 17 избыточных (по сравнению с  $^{238}_{92}\text{U}$ ) нейтронов.

Ядра, сильно перегруженные нейтронами, обычно бывают  $\beta^-$ -радиоактивными и в процессе  $\beta^-$ -распада повышают свой заряд на единицу. Образовавшееся дочернее ядро может быть также  $\beta^-$ -радиоактивным (или  $\alpha$ -радиоактивным), так что нейтроноизбыточное ядро дает начало целой цепочке радиоактивных превращений, звеньями которой являются новые ядра. Вот как превращается, например, упомянутое выше ядро  $^{246}\text{Pu}$ :



Любопытно отметить, что в конце концов получаются те самые ядра  $^{238}_{92}\text{U}$ , из которых были первоначально получены ядра  $^{239}_{92}\text{Pu}$ .

Другой метод получения новых ядер основан на использовании ускорителей, в которых ядра мишени бомбардируются быстрыми протонами, дейтронами,  $\alpha$ -частицами и другими более тяжелыми ядрами (до U включительно).

Особенно велико разнообразие в продуктах реакций, вызываемых очень быстрыми (несколько гигаэлектрон-вольт) частицами. Так, при бомбардировке висмута протонами энергией 3 ГэВ получаются ядра практически с любым массовым числом (в том числе и очень легкие). Например, среди продуктов бомбардировки ура-

на протонами энергией 5,3 ГэВ были открыты новые изотопы легких элементов: уже упоминавшиеся  ${}^{11}_3\text{Li}$ ,  ${}^{14}_5\text{B}$  и  ${}^{15}_5\text{B}$ .

Чрезвычайно заманчивой представляется идея получения новых ядер за счет деления сверхтяжелого ядра типа "дважды урана". Эта идея обычно обсуждается под лозунгом "ударим ураном по урану". Если ионом  ${}_{92}\text{U}$  ударить по мишени, сделанной из урана, то образовавшееся сверхтяжелое нестабильное ядро типа  ${}^{476}_{184}\text{R}$  должно (сразу или после испускания некоторого числа нуклонов) разделиться. Деление обычно происходит на не равные по массе осколки, поэтому при делении должны возникать новые трансурановые элементы и новые ядра легче урана.

Наконец, делаются попытки искать ядра новых трансурановых элементов в природе, например в составе космического излучения или даже в земных породах и материалах. Эти попытки отнюдь не бессмысленны, потому что энергия космических частиц столь велика, что в результате их соударения с нуклонами или ядрами могут возникать, наряду с уже известными частицами и ядрами, ядра неизвестных сверхтяжелых трансурановых элементов. В земных породах сверхтяжелые трансурановые элементы могли сохраниться со времени образования Солнечной системы, когда они возникли вместе с другими элементами. Но для того чтобы это было возможно, такие элементы должны быть достаточно стабильными относительно *всех видов распада*. Расчеты показали, что наиболее долгоживущим ядром должно быть ядро с  $Z = 110$  и  $N = 184$ . Оно стабильно относительно  $\beta$ -распада и имеет очень большие (порядка  $10^8$  лет) периоды полураспада относительно спонтанного деления и испускания  $\alpha$ -частиц. Если эти расчеты верны, то такие ядра должны (в небольшом, конечно, количестве) сохраниться в земных материалах до наших дней. В связи с этим предпринимались попытки отыскать 110-й элемент в платиновых рудах (110-й элемент должен быть аналогом платины по химическим свойствам). Такие поиски чрезвычайно трудны, так как высокая стабильность элемента не позволяет обнаружить его по радиоактивности. Этот элемент пока не найден.

В печати периодически появляются сообщения об обнаружении в природе того или иного сверхтяжелого элемента с зарядами  $Z = 108 \div 114$ . Однако эти сообщения нельзя пока считать достоверными.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В науке нет широкой столбовой дороги, и только тот может достигнуть ее сияющих вершин, кто, не страшась усталости, карабкается по ее каменистым тропам.

К. Маркс

*Дорогой читатель!*

Вот и наступил момент нашего расставания. Мы с Вами довольно долго путешествовали по чудесной и во многом еще не изученной стране микромира и познакомились со множеством ядерно-физических явлений. Основательно обследовали мы и наш обычный макромир, тот, в котором живем, учимся и работаем. И везде, где бы мы ни были: на суше или на море, под землей или под водой, в воздухе или в космосе, — всюду находили применение ядерной физике.

Когда собираются в путешествие, стараются спланировать его так, чтобы оно было интересным, полезным и приятным (трудности обычно не планируются — они возникают сами по себе).

Что касается автора, то все запланированное (и в особенности незапланированное) он получил полной мерой: писать такую многоплановую книгу с отступлениями в родственные и неродственные науки оказалось чрезвычайно трудно, но полезно и интересно, а временами даже приятно.

С Вами, читатель, дело обстоит несколько хуже, так как Вы путешествовали не по своему плану, а по программе автора. А как известно, волевой метод руководства хорош далеко не всегда. Но так как другого выхода у нас не было, мы пошли по пути разнообразия предложений. И здесь Вы обижаться не должны. Разнообразие было!

По воле автора читателю приходилось заниматься физикой, химией, математикой, медициной, археологией и другими науками, работать на стройке, танцевать, стрелять из винтовки и пушки, играть в шашки и бильярд, летать на самолете и л-мезоне, попадать в плен и автомобильную катастрофу, кататься на карусели и на машине времени, искать древние клады, разоблачать преступников, ставить мысленные и реальные опыты и т.д. и т.п.

Трудно и наивно предполагать, что Вам были одинаково интересны и полезны все этапы нашего довольно длинного путешествия. Поэтому автор очень рассчитывает на то, что Вы поделитесь с ним (через Издательство) своими впечатлениями (какими бы они ни были) и пожеланиями.

В заключение автор хочет сознаться, что он писал эту книгу не без тайной мысли заманить молодого путешественника для продолжения своего образования в один из физических вузов на-



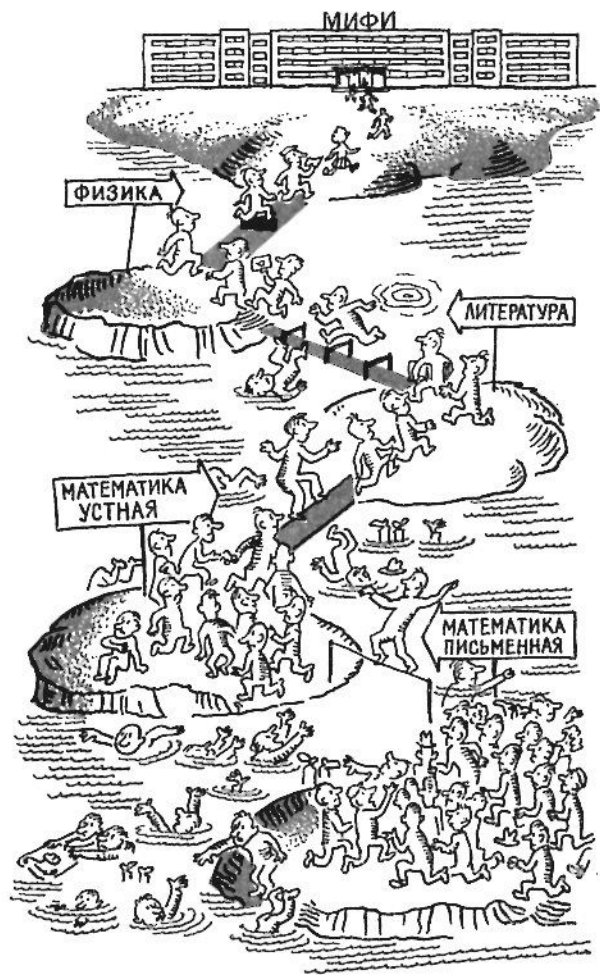


Рис. 72

шей страны, где все рассмотренные здесь вопросы (и многие другие) изучаются более серьезно и основательно. Но только учтите, что на пути к дверям этих вузов находится высокий потенциальный барьер вступительных экзаменов, для преодоления которого нужно приложить довольно большую энергию! (рис. 72). А запастись ею можно только методом дополнительных занятий по математике и физике сверх школьной нормы (но в пределах программы).

Приходите. Попутешествуем вместе. Желаю успеха!

## СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- Арцимович Л.А. Элементарная физика плазмы. Изд. 3-е. М.: Атомиздат, 1969. 191 с.
- Арцимович Л.А. Что каждый физик должен знать о плазме. М.: Атомиздат, 1976. 112 с.
- \*Власов Н.А. Антивещество. М.: Атомиздат, 1966. 183 с.
- \*Вайнберг С. Первые три минуты. Современный взгляд на происхождение Вселенной; Пер. с англ./Под ред. Я.Б. Зельдовича. М.: Энергоиздат, 1981. 208 с.
- Гарднер М. Теория относительности для миллионов: Пер. с англ. Изд. 3-е. М.: Атомиздат, 1979. 159 с.
- Гарднер М. Этот правый, левый мир: Пер. с англ. Изд. 2-е. М.: Мир, 1987. 268 с.
- Гольдманский В.И. Новые элементы в периодической системе Д.И. Менделеева. Изд. 3-е. М.: Атомиздат, 1964. 280 с.
- \*Дирак П.А.М. Пути физики: Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1983. 88 с.
- Компанец А.С. Что такое квантовая механика. Изд. 2-е. М.: Наука, 1977. 215 с.
- \*Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Т.1 и 2. Изд. 4-е. М.: Энергоатомиздат, 1983. 616 и 376 с.
- Намбу Ё. Кварки: Пер. с яп. М.: Мир, 1984. 225 с.
- \*Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1984. 224 с.
- Работнов Н.С. Ларчик можно не открывать. М.: Энергоатомиздат, 1983. 168 с.
- Сиборг Г.Т. Искусственные трансурановые элементы: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1965. 168 с.
- Сиборг Г.Т., Валенс Э.Г. Элементы Вселенной: Пер. с англ. Изд. 2-е. М.: Наука, 1966. 264 с.
- Сивинцев Ю.В. И.В. Курчатов и ядерная энергетика. М.: Атомиздат, 1980. 80 с.
- Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике: Пер. с англ. Вып. 1 — 4. М.: Мир, 1965. 268, 168, 238, 261 с.
- Флоров Г.Н., Ильинов А.С. На пути к сверхэлементам. М.: Педагогика, 1977. 112 с.
- Франк-Каменецкий Д.А. Плазма — четвертое состояние вещества. Изд. 4-е. М.: Атомиздат, 1975. 160 с.
- \*Фраунфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика: Пер. с англ. М.: Мир, 1979. 736 с.

\*Книги, отмеченные звездочкой, рассчитаны на более подготовленного читателя.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к третьему изданию . . . . .	3
Из предисловий к предыдущим изданиям . . . . .	4

Глава 1. (Вводная, она же завершающая) ЧТО ТАКОЕ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА . . . . .	10
--	----

§ 1. Наша программа. . . . .	10
------------------------------	----

*Обращение к читателю. — Этапы познания природы. — Четыре элемента древних греков. — Атомистическая теория. — Тысячи молекул из сотни атомов. — Три элементарных кирпичика. — Новые открытия. — Опять сотни. — А может быть, их все-таки не так уж много? — Программа этой книги.*

§ 2. Элементарные частицы и силы, действующие между ними. . . . .	13
--	----

*Из чего и как устроен атом. — Протон, нейтрон и электрон. — Ядерные и электромагнитные силы. — Позитрон и нейтрино. — Слабые силы. — Мезоны. — Странные частицы. — Очарованные и прелестные частицы. —  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозоны. — Свойства элементарных частиц. — Законы сохранения. — Античастицы. — Резонансы. — Кварки. — Глюоны.*

§ 3. Взаимодействие элементарных частиц со средой . . . . .	17
---	----

*Сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия протона. — Разновидности электромагнитного взаимодействия заряженных частиц. — Особенности взаимодействия нейтронов со средой. — Быстрые и тепловые нейтроны. — Замедлители и поглотители нейтронов. — Ультрахолодные нейтроны. — Взаимодействие  $\gamma$ -квантов со средой: фотоэффект, эффект Комптона, образование электрон-позитронных пар.*

§ 4. Атомные ядра . . . . .	24
-----------------------------	----

*Заряд и масса. — Размеры и форма. — Энергия связи. — Капельная модель. — Модель ядерных оболочек. — Магические числа. — Спин и магнитный момент. — Возбужденное состояние. — Ядерные уровни. — Антиядра.*

§ 5. Радиоактивные превращения ядер. . . . .	26
--	----

*Закон радиоактивного распада. — Постоянная распада, время жизни и период полураспада. —  $\alpha$ -Распад. —  $\beta$ -Распад. — Захват электрона. — Искусственная  $\beta$ -радиоактивность. —  $\gamma$ -Излучение. — Внутренняя конверсия. — Ядерная изомерия. — Эффект Мёссбауэра. — Спонтанное деление. — Испускание запаздывающих нуклонов. — Протонная и двупротонная радиоактивность.*

§ 6. Ядерные взаимодействия . . . . .	31
---------------------------------------	----

*Виды ядерных реакций. — Законы сохранения. — Энергия реакции  $Q$ . — Пороговые реакции. — Промежуточное ядро. — Формула Брейта-Вигнера. — Нейтронная спектроскопия. — Рассеяние быстрых нейтронов. — Прямые процессы. — Срыв и подхват. — Кластеры.*

§ 7. Ядерная энергетика. . . . .	33
----------------------------------	----

*Особенности реакции деления. — Цепная реакция. — Первые реакторы и атомная бомба. — Применение атомной энергии. — Реакция синтеза. — Возможность самоподдерживающегося процесса синтеза. — Термоядерная реакция на Солнце. — Водородная бомба. — Трудности осуществления управляемого термоядерного синтеза.*

Глава 2. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕОРИЯ ЗЭЙНШТЕЙНА . . . . .	37
--	----

§ 8. Масса и энергия . . . . .	37
--------------------------------	----

*Всегда ли прав Ньютон? — Классическая и релятивистская механика. — Полная энергия и энергия покоя. — Что такое аннигиляция? — Может ли пуля стать сверхсупербомбой? — Нечто о Тунгусском метеорите. — Аннигиляция в лаборатории.*

§ 9. Масса и кинетическая энергия при больших скоростях . . . . .	41
--	----

*Чем быстрее, тем тяжелее. — 300 000 км/с и не больше. — Масса покоя и релятивистская масса. — Что такое циклотрон? — Почему циклотрон не пригоден для ускорения электронов. — Открытие В.И. Векслера. — Большая семья ускорителей. — Замечательный множитель  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ .*

§ 10. Замедление времени . . . . .	48
------------------------------------	----

*Время зависит от скорости. — Можно ли увидеть своих внуков через год после . . . рождения сына? — Опять  $\gamma$ . — Как мюон прожил 10 жизней. — Измерение времени жизни длительностью  $10^{-16}$  с. — Рекордсмены среди короткоживущих.*

§ 11. Сокращение размеров. . . . .	53
------------------------------------	----

*Короче друг друга! — И снова  $\gamma$ . — Мысленный опыт. — "Верхом" на  $\pi$ -мезоне. — Чем быстрее, тем короче и плотнее.*

§ 12. Сложение и вычитание скоростей по Эйнштейну . . . . .	55
--	----

*Пуля из самолета. — Позитрон из мюона. — Когда  $3 + 3 = 3$  и  $3 + 1 = 3$ . — Ценою жизни. — Потомки элементарных частиц. — Четыре*

поколения частиц. — Бывает, что и  $4 = 1$ . — Стрельба назад. — Вопреки здравому смыслу. — Неразменный рубль. — Самое удивительное:  $1 - 1 = 1$ .

§ 13. О движении быстрее света . . . . . 61

Скорость света в оптически плотной среде. — Тормозное и синхротронное излучения. — Эффект Вавилова—Черенкова. — Черенковские счетчики.

Глава 3. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА . . . . . 64

§ 14. Немного об обычной механике . . . . . 64

Обитатели микромира, их размеры и масса. — Что такое траектория. — Классическая механика в школе, астрономии и космонавтике. — Большие скорости — не помеха. — Трудности — в малых размерах.

§ 15. Квантовая теория Бора . . . . . 65

Планетарная модель Резерфорда. — Устойчив ли атом? — Спутник в атмосфере и за ее пределами. — “Сумасшедшая” теория. — Квантование электронных орбит. — Квантовые числа и правила отбора. — Слишком много постулатов. — Противоречие с магнитным моментом электрона.

§ 16. Механика терпит фиаско . . . . . 69

Читатель на стройплощадке и в физической лаборатории. — Непутевые (но вездесущие) электроны. — Электрон заглядывает за угол. — Волна де Бройля. — Следы электронов. — Волна или частица? — Соотношение неопределенностей (или: нос вытащишь — хвост увянет).

§ 17. Что такое квантовая механика . . . . . 76

“Понять нельзя, но привыкнуть можно”. — Квантовую механику — младенцам! — Основные идеи квантовомеханических уравнений. — Понятие о  $\psi$ -функции и квадрате ее модуля  $|\psi|^2$ . — Когда применять квантовую механику бессмысленно.

§ 18. Успехи квантовой механики. . . . . 79

1. Квантовая механика и объективная реальность . . . . 79  
Нечего на зеркало пенять.

2. Уравнение Шредингера . . . . . 79  
Строение атома. — Гениальность — хорошо, логика — лучше. — Загадка  $\alpha$ -распада. — Шарик на крыше. — Старик Хоттабыч и квантовая механика. — Микрочастица проходит через стену.

3. Уравнение Дирака . . . . . 84  
Предсказание позитрона. — Когда космическому кораблю не нужно топливо. — Проблема отцов и детей, или война ученого с уравнением. — “Дырка” Дирака. — Сыграем в шашки. — Позитрон из “дырки”. — Частица и античастица. — Еще об аннигиляции.

4. Проблема ядерных сил . . . . . 89  
А теперь сыграем в бильярд. — Перезарядка нуклонов. — Предсказание мезона. — Частица из “ничего”. — Виртуальные и реальные частицы. — Ядерное время.

Глава 4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ПРЕВРАЩЕНИЯ ЧАСТИЦ . . . . . 93

§ 19. Четыре типа взаимодействия . . . . . 93

1. Гравитационное взаимодействие . . . . . 93

Когда чувства обманывают. — Общая теория относительности Эйнштейна. — Тяготение и движение. — Какие синяки лучше? — Тяжелая и инертная массы. — Принцип эквивалентности. — Читатель на карусели. — Есть ли масса у света?

2. Электромагнитное взаимодействие . . . . . 99  
Сравнение с гравитационным. — Скрытое могущество. — Немного фантазии. — Время протекания электромагнитных процессов.

3. Сильное (ядерное) взаимодействие . . . . . 102  
Самые интенсивные силы. — Насыщение. — Спиновая зависимость. — Нецентральный характер. — Зарядовая симметрия и зарядовая независимость. — Обменный характер. — Кванты ядерного взаимодействия.

4. Слабое взаимодействие . . . . . 104  
Самые короткодействующие силы. — Характерное время. — Так ли уж оно слабо? — От девичьей ресницы до Солнца. — Кто как взаимодействует.

§ 20. Законы сохранения . . . . . 108

1. Закон сохранения энергии . . . . . 108  
Однородность времени. — Еще раз об энергии и массе покоя. — Новый способ измерения энергии. — Неизменность полной энергии. — Драма с  $\beta$ -распадом. — Предсказание нейтрино. — Мысленный опыт с  $\gamma$ -квантом. — Неужели вечный двигатель? — Красное и синее смещение. — Когда мысленный опыт становится реальным.

2. Закон сохранения импульса . . . . . 114  
Однородность пространства. — Релятивистский импульс. — Выстрел из пушки. — Выстрел в . . . пушку. — Нуклоном в ядро. — Рождение  $\pi$ -мезона.

3. Закон сохранения момента количества движения . . . 117  
Изотропность пространства. — Гиря над головой. — Читатель и вело-

<i>силедное колесо. — Фигурное катание. — Почему вертолет не вращается? — Спин и орбитальный момент. — Принцип Паули.</i>	
4. Законы сохранения электрического и других зарядов . . . . .	121
<i>Законы сохранения — это правила отбора. — Электрический, барионный и лептонный заряды. — Сохранение странности, очарования и прелести. — Примеры реакций.</i>	
5. Закон сохранения четности . . . . .	125
<i>Зеркальная симметрия. — Четные и нечетные волновые функции. — Запреты по четности. — Нарушение закона сохранения четности в слабых взаимодействиях.</i>	
6. Закон сохранения изотопического спина . . . . .	127
<i>Зарядовая независимость ядерных сил. — Изоспин. — Изотопические мультиплеты. — Закон сохранения изоспина.</i>	
<b>Глава 5. "ЭНЕРГИЯ ИЗ МАССЫ"</b> . . . . .	129
§ 21. О "переходе массы в энергию" и обратно. . . . .	129
<i>Правильны ли заголовки? — Два вида энергии. — Читатель в метро. — Какая пружина тяжелее — скрученная или нескрученная? — О законе сохранения массы в химии. — Ядерная "пружина". — Две проблемы и четыре задачи.</i>	
§ 22. Энергия связи атомного ядра . . . . .	133
<i>Что "тяжелее" — ядро или его нуклоны? — Что такое энергия связи? — Как "взвесили" ядра. — Можно ли реализовать энергию связи?</i>	
§ 23. Деление и синтез ядер . . . . .	135
<i>Какие ядра прочнее и почему? — Мысленный опыт с ядром урана. — Энергия синтеза. — Критерий Лоусона.</i>	
<b>Глава 6. АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ</b> . . . . .	139
§ 24. Основные свойства реакции деления. . . . .	139
<i>Кто, как и когда открыл деление. — Почему продукты деления радиоактивны? — Вторичные нейтроны.</i>	
§ 25. Капельная модель ядра . . . . .	141
<i>Ядро и капля. — Как вычисляют массу атомных ядер. — "Параметрическая болезнь". — Притча об искусственном слоне.</i>	
§ 26. Теория деления. . . . .	143
<i>Сделаем из капли две. — Параметр деления. — Барьер деления. — Спонтанное деление.</i>	

§ 27. Цепная реакция деления . . . . .	145
<i>Танец с саблями. — Где взять нейтроны? — Почти по Мюнхгаузену. — Все начинается с хакари. — Коэффициент размножения.</i>	
§ 28. Практическое решение проблемы человеком и природой . . . . .	148
1. Как этого добились люди . . . . .	148
<i>Трудности проблемы. — Разбухающая сабля. — Опасный противник. — Читатель в плену. — Подвиг нейтрона. — Уран-графитовая решетка. — Критические размеры и критическая масса. — Атомная бомба и ядерный реактор. — Читатель отдыхает.</i>	
2. Возможна ли цепная реакция деления в природе? . . . . .	155
<i>Что может и чего не может сделать природа? — Слетаем в прошлое. — Каким будет уран через 2 млрд. лет и каким он был 2 млрд. лет тому назад? — Реактор, который работал в течение 600 тыс. лет. — Автоматика природного реактора. — Как это узнали?</i>	
<b>Глава 7. НА СТЫКЕ С ДРУГИМИ НАУКАМИ</b> . . . . .	157
§ 29. Ядерная физика и математика . . . . .	157
<i>Взаимосвязь физики и математики. — Три типа задач. — Задача о случайных блужданиях и ее решение с помощью робота. — Сыграем в рулетку. — Бумажный человечек. — Метод Монте-Карло. — Бильярд втемную. — Сложная игра микрочастиц. — Расчет коэффициента размножения.</i>	
§ 30. Ядерная физика и химия . . . . .	168
<i>Три трудности: очень мало, очень похожи, очень быстро распадаются. — Как открыли искусственную позитронную радиоактивность. — Метод носителя. — Читатель ставит опыт с горюхом. — Искусственная электронная радиоактивность. — Метод Сцилларда — Чалмерса. — Свойства осколков деления. — Первый трансурановый элемент — нептуний. — Ионообменная хроматография. — Плутоний. — Ультрамикрхимия. — 17 атомов менделеева. — Без химиков плохо! — Открытие 104-го. — Элемент, живущий долю секунды. — Экспресс-химия. — Химические свойства по 11 атомам!</i>	
§ 31. Ядерная физика и медицина . . . . .	179
<i>Радиостанция в желудке. — Репортаж из тонкой кишки. — Самая маленькая радиостанция. — Как измерили скорость и объем кровотока. — Сколько крови в человеке. — Органы-коллекционеры. — Путешествие радиоактивного иода. — Алло, алло, говорит щитовидная железа! — Чудесная краска. — Диагностика рака. — Как запеленговать опухоль. — Телепередача из печени. — Лучевая терапия. — Из пушки — по клеткам. — И т.д. и т.п.</i>	



§ 32. Ядерная физика и археология. . . . .	185
<i>Хронология древностей. — Точные науки и хронология. — "Замороженный" магнетизм. — Радиоуглеродный метод. — Читатель снова летит в прошлое. — Пенек и мумия в роли часов. — Посмертный возраст. — О "правилах игры" в науке. — Читатель становится физиком. — Расчет опыта. — Трудности измерения. — "Омоложение" каменного угля. — Дерево как машина времени. — Нераскрытый секрет природы. — Трудная наука — физика!</i>	
Глава В. ЗАНИМАТЕЛЬНАЯ КОЛЛЕКЦИЯ. . . . .	199
§ 33. Что умеет и о чем мечтает ядерная физика. . . . .	199
<i>Достижения в народном хозяйстве. — Успехи в развитии наук. — Задачи самоусовершенствования. — Занимательная коллекция.</i>	
§ 34. Неожиданные применения. . . . .	201
1. Загадка Тунгусского метеорита. . . . .	201
<i>Как это произошло. — Пять недоуменных вопросов. — Ядерная гипотеза. — Опыт на расстоянии. — Опять древесные кольца. — Эффект 1909 г.</i>	
2. Ядерная физика и . . . криминалистика. . . . .	204
<i>Вычислительная машина "ловит" преступника. — Следы всегда остаются. — Что такое активационный анализ? — Можно ли найти человека по одному его волоску? — Как раскрыли преступление, совершенное полтора года назад, — Взрыва не будет!</i>	
3. Поиски сокровищ. . . . .	208
<i>По стопам Остапа Бендера. — Верили ли нам наши предки? — Взгляд сквозь толщу пирамиды.</i>	
4. Разведка кладовых природы. . . . .	209
<i>Сокровища природы. — Разведка с самолета. — Нейтрон-искатель. — Радиоактивный каротаж. — Ускоритель в буровой скважине. — Подземный разведчик. — Как отличают нефть от воды. — Разведка через стальную стену. — Нефть из старых скважин. — Подводный разведчик. — Золото со дна океана. — Просвечивание Земли.</i>	
5. В погоню за илом. . . . .	214
<i>Читатель следит за фарватером. — Мартышкин труд. — Куда сбросить ил, чтобы он не вернулся? — Меченый грунт.</i>	
6. Ядерное тепло. . . . .	215
<i>Когда шуба греет. — Саморазогревающиеся препараты. — Ядерный скафандр водолаза. — Ядерная печка Лунохода. — АСТ.</i>	
7. Радиоактивный громоотвод. . . . .	216
<i>Как работает обыкновенный громоотвод. — Радиус действия громоотвода. — <math>\gamma</math>-Кванты в роли остряка.</i>	

8. В помощь больному сердцу. . . . .	217
<i>Враг № 1. — Операции на сухом сердце. — Человек с чужим сердцем. — Мечта об искусственном сердце. — Борьба с аритмией. — Ядерный стимулятор сердца. — Атомная электростанция внутри организма. — Сердце в животе.</i>	
§ 35. Интересные проекты и решения. . . . .	220
1. Воздушные и космические ядерные двигатели. . . . .	220
<i>Почему трудно построить атомный самолет? — Самолет хорошо — дирижабль лучше. — Летающая гостиница. — Атомный космический корабль. — Полет на Марс.</i>	
2. Подземные ядерные взрывы. . . . .	223
<i>Дешево и сердито. — Ядерная труба. — Как повысить выход газа или нефти из скважины. — Подземные хранилища. — Воздушный аккумулятор. — Геотермальная электростанция. — Второй Панамский канал. — Вопросы безопасности.</i>	
3. Гигантские ускорители. . . . .	224
<i>Серпуховский ускоритель. — Электромагнит длиной 1,5 км. — 500 000 км за 3 с. — Можно ли найти советский вымпел на Луне? — Серпуховский эффект. — 500 млрд. электрон-вольт! — Тэватрон и ускорительно-накопительный комплекс. — Ускорители нового типа. — Релятивистские ядра. — Ускорительный комплекс тяжелых ионов.</i>	
§ 36. Удивительные точности. . . . .	229
1. Самое маленькое время жизни. . . . .	229
<i>"Долговечные" и короткоживущие частицы. — Как извлекают точность из неопределенности. — Самые короткоживущие.</i>	
2. Самое точное измерение энергии. . . . .	230
<i>Время жизни ядерного уровня. — Естественная ширина линии. — Эффект Мессбауэра. — Пушка на лафете. — Не так-то просто! — Когда возможен эффект Мессбауэра. — Как проигрыватель для грампластинок послужил высокой науке.</i>	
3. Самая маленькая разность масс. . . . .	236
<i>Одна десятитысячная микрограмма. — Можно ли заметить лишнюю каплю воды в озере? — В 100 млрд. раз меньше массы электрона.</i>	
§ 37. Любопытные эффекты и остроумные решения. . . . .	237
1. Радиоактивность. . . человека. . . . .	237
<i>Радиоактивный читатель. — Как измеряют радиоактивность человека. — Мужчина или женщина?</i>	
2. Радиоактивный сыр. . . . .	238
<i>Когда залежавшиеся продукты лучше свежих.</i>	
3. Восстановление фотографий. . . . .	239
<i>Пропавшее изображение. — Автографы невидимок. — Вторая жизнь фотоснимка.</i>	

4. Светящийся электрон ..... 240  
Какого цвета электрон? — "Разноцветные" атомы. — Еще раз о сечении Вавилова—Черенкова. — Как увидели один электрон. — Синхротронное излучение. — Электрон — "хамелеон". — Вести из глубин Вселенной.

5.  $\mu$ -Катализ ..... 243  
Странный родственник электрона. —  $\mu$ -Атом. — Зачем мюону большая масса? — Еще один родственник. — Почему их три? — Ядерный катализатор. — А счастье было так возможно, так близко . . . — Температурный эффект. — Стократное повторение. — Внутри ядра. — Землемер микромира.

6. Встречные пучки ..... 247  
Читатель терпит аварию. — Что такое хорошо и что такое плохо? — Можно ли в результате столкновения двух "Волг" получить автобус? — Читателю повезло. — Ускорители со встречными пучками. — Накопительные кольца. — ВЭП-1 и ВЭПП-2. — SPEAR, ВЭПП-4, PETRA. — Встреча протонов. — pp-Коллайдер. — Планы на будущее. — Мамы всякие нужны, мамы всякие важны.

## Глава 9. НЕКОТОРЫЕ НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ . . . 253

### § 38. Задачи будущего. . . . . 253

Два типа задач. — Притча о закваске и море.

### § 39. Новая теория элементарных частиц . . . . . 254

Белое пятно на карте теории. — Квантовая теория поля и ее трудности. — "Сумасшедшие" теории. — Футболист в микромире.

### § 40. Проблема антивещества . . . . . 258

Вторая половина мира. — Идеальное топливо. — Антимир на кончике пера. — Свойства позитрона. — Космические и "домашние" позитроны. — Как открыли антипротон. — Антинейтрон и антигипероны. — Первое антиядро. — Пять ядер антигелия и четыре ядра антитрития. — Где хранят античастицы. — Нейтронное кольцо. — Антивещество во Вселенной.

### § 41. Существуют ли кварки? . . . . . 268

1. Проблемы систематики частиц . . . . . 268  
Буквы, частицы и физики.

2. Унитарная симметрия . . . . . 269  
Супермультиплеты. — Замечательная десятка. —  $\Omega^-$ -Гиперон. — Откуда берутся разности масс? — Музыканты и спортсмены.

3. Кварковая гипотеза . . . . . 274  
Три кошмарные частицы. — Десять комбинаций. — Идеальный "Конструктор".

4. Новые кварки . . . . . 277  
Открытие частицы со скрытым очарованием. — Четвертый кварк и очарованные частицы. — Пятый кварк и прелестные частицы. — Есть ли правда в природе, или проблема шестого кварка.

5. Поиски кварков . . . . . 278  
Природные и "самодельные" кварки. — Кварки в воде и в метеоритах. — Два слова "за здоровье" кварков. — Заманчивое применение. — А теперь "за упокой". — Связанные кварки.

6. Квантовая хромодинамика . . . . . 282  
Цвет и аромат кварков. — Восемь цветных глюонов. — Центральная свобода и периферическая торья.

### § 42. Монополю Дирака . . . . . 283

Несимметрия уравнений электродинамики. — Магнитный заряд. — Свойства монополя. — Поиски монополей на ускорителях. — Рождение монополей космическим излучением. — Поиски монополей в метеоритах и на Луне. — Использование магнитного поля Земли. — Существует ли монополю?

### § 43. Новые ядра . . . . . 291

$\beta$ -Стабильные и  $\beta$ -радиоактивные ядра. — Что такое нуклонная стабильность ядер? — О протонной, двупротонной и двунейтронной радиоактивности. — Существуют ли ядра из одних нейтронов? — Сверхтяжелый гелий. — Где кончается периодическая система элементов Менделеева. — Как получают новые ядра. — Поиски сверхтяжелых ядер в природе.

### Заключение. . . . . 299

### Список рекомендуемой литературы. . . . . 301

КОНСТАНТИН НИКИФОРОВИЧ МУХИН

# Занимательная ядерная физика

Редактор *Е.В. Сатарова*  
Художественный редактор *А.Т. Кирьянов*  
Оформление художника *Е.Н. Волкова*  
Технический редактор *О.Д. Кузнецова*  
Операторы *Л.А. Дорманова,*  
*Е.В. Терентьева*  
Корректор *Е.С. Арефьева*

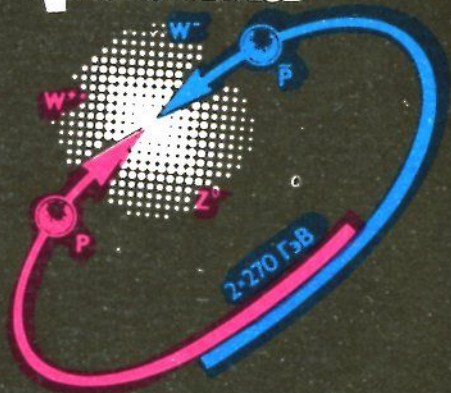
ИБ № 1253

Набор выполнен в Энергоатомиздате на Композере ИБМ-82. Подписано в печать 08.08.85. Т-17948. Формат 84×108<sup>1/32</sup>. Бумага офсетная № 1. Гарнитура Универс. Печать офсетная. Усл. печ. л. 16,38. Усл.-кр. отт. 33,6. Уч.-изд. л. 20,46. Тираж 75 000 экз. Заказ 3894. Цена 1 р. 30 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.

# Занимательная ядерная физика



В этой книге в популярной и занимательной форме рассмотрены наиболее интересные вопросы ядерной физики и физики элементарных частиц. Предыдущие издания книги отмечены дипломом общества "Знание" и переведены на многие иностранные языки. Автор книги — лауреат Государственной премии СССР, доктор физико-математических наук, профессор Константин Никифорович Мухин, заведует лабораторией в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова и читает курс лекций в Московском инженерно-физическом институте. К. Н. Мухин — автор многочисленных статей по физике атомного ядра, нейтронной физике и физике элементарных частиц. Он написал двухтомный учебник "Экспериментальная ядерная физика" (4-е издание вышло в 1983 г.), являющийся основным пособием во многих вузах СССР и переведенный на несколько иностранных языков.